ORSAY

N° d'ordre : 2800

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS - SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR D'ETAT

Spécialité : SCIENCES PHYSIQUES

par

Alain BOUDARD

MESURE DU POUVOIR D'ANALYSE T_{20} DE LA DIFFUSION ELASTIQUE ARRIERE $\vec{d}.p$ DANS LA REGION D'EXCITATION DU Δ ET ANALYSE THEORIQUE DE CETTE REACTION

Soutenue le 8 décembre 1983, devant la Commission d'Examen

MM.	M.	JEAN	Président
	J.	SAUDINOS	
	J.	ARVIEUX	
	M.	DILLING	Examinateurs
	Y.	TERRIEN	
	J.M.	LOISEAUX	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

ORSAY

N° d'ordre : 2800

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS - SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR D'ETAT

Spécialité : SCIENCES PHYSIQUES

par

Alain BOUDARD

MESURE DU POUVOIR D'ANALYSE T_{20} DE LA DIFFUSION ELASTIQUE ARRIERE $\vec{d}.p$ DANS LA REGION D'EXCITATION DU Δ ET ANALYSE THEORIQUE DE CETTE REACTION

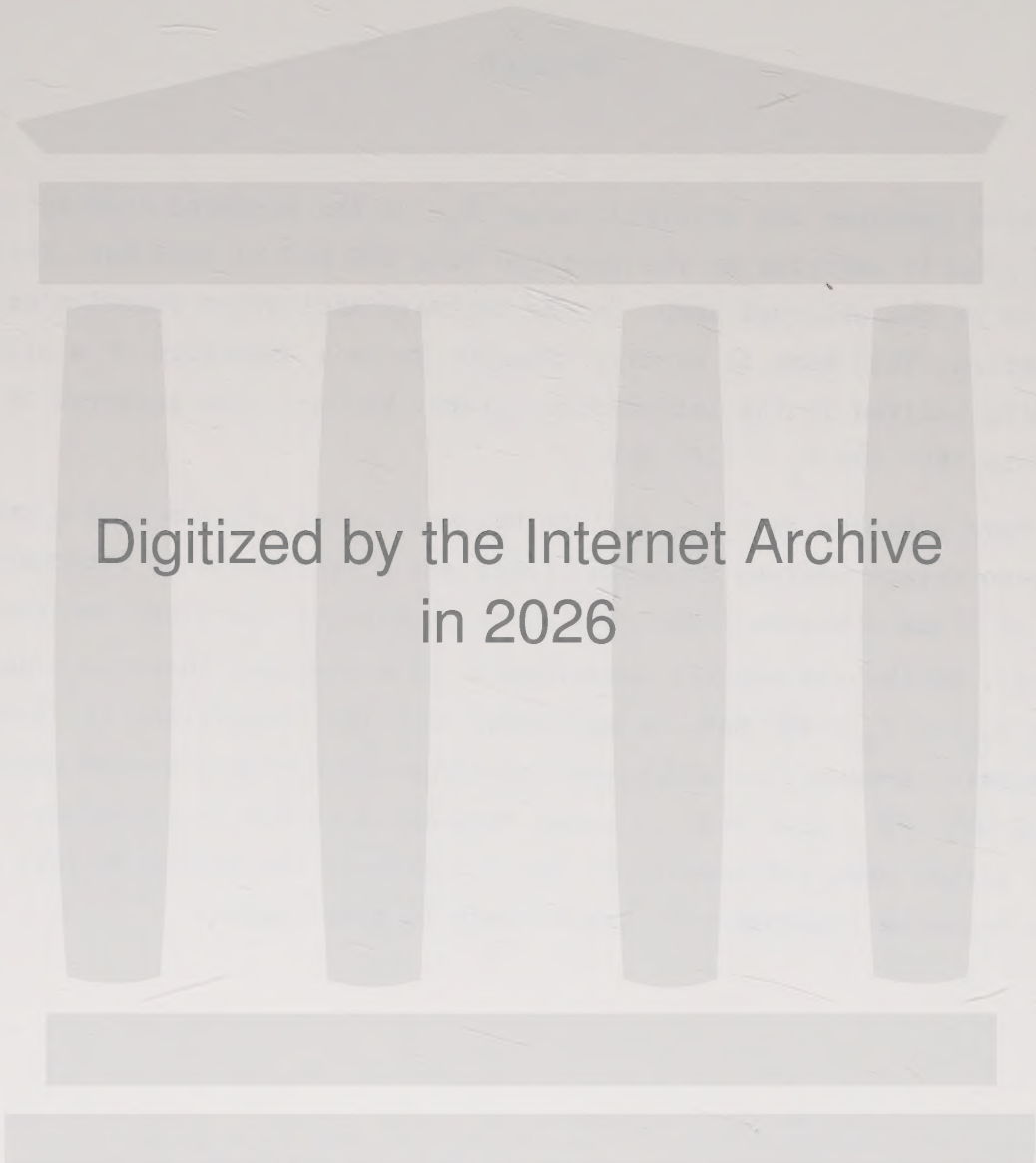
Soutenue le 8 décembre 1983, devant la Commission d'Examen

MM.	M.	JEAN	Président
	J.	SAUDINOS	
	J.	ARVIEUX	
	M.	DILLING	Examinateurs
	Y.	TERRIEN	
	J.M.	LOISEAUX	

Abstract

We have measured the analysing power T_{20} in the backward elastic scattering $\vec{d}.p$ for 16 energies of the deuteron from 300 MeV to 2300 MeV. This is the region of the observed bump in the backward excitation function of the cross section. This bump is usually thought to be a signature of a $\Delta(3/2,3/2^{+})$ dynamically excited in the intermediate state. We have also measured Ay and Ayy from 70° to 180° for T_d = 1200 MeV

We have compared both T_{20} and the backward cross section with a coherent sum between direct neutron exchange (ONT) and Δ excitation by intermediate exchanges of π and ρ mesons (TME). The overall shape of the cross section is reproduced. Unlike the earlier measurements from Argonne, there is a deep minimum in T_{20} at T_d = 600 MeV, in agreement with the predictions of direct exchange models. However, an additional structure producing a second minimum at T_d = 1400 MeV ($\sqrt{S}$ = 3240 MeV) is never reproduced by our calculations. This suggests either that refinements in the Δ treatment are needed or that a new reaction mecanism (resonance ?) takes place in that region.


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543523_0034

Remerciements

Une des pages les plus agréables à rédiger dans une thèse est certainement celle des remerciements.

Je dois tout d'abord remercier Madame H. Faraggi et Monsieur V. Gillet, Chefs successifs du Département de Physique Nucléaire qui m'ont accueilli au CEA et qui ont eu confiance dans mon travail.

Je remercie vivement Monsieur J. Thirion qui m'a reçu au DPh-N/ME et s'est intéressé à l'ensemble de mes travaux tant au cyclotron qu'à Saturne. Je serai heureux de le retrouver au LNS ainsi que Monsieur R. Beurtey avec lequel il a toujours été pour moi un plaisir enrichissant de travailler.

Monsieur M. Jean, président et animateur dynamique du Comité d'expérience du LNS a suivi mes recherches tout au long de leur progression. Il a accepté dans cette phase finale de présider notre jury, qu'il en soit ici remercié.

C'est un grand plaisir pour moi que Monsieur J.M. Loiseaux ait accepté d'examiner ce travail. Je lui dois en effet beaucoup puisqu'il m'a à la fois initié à l'expérimentation en physique nucléaire et introduit dans la vie professionnelle, je l'en remercie très sincèrement.

Monsieur M. Dillig m'a, quant à lui, à peu près tout appris dans le domaine théorique. Astuces numériques aussi bien que bases conceptuelles de la théorie m'ont été expliquées avec clarté....et patience, je le remercie pour ces années agréables et enrichissantes sans lesquelles toute la partie théorique de cette thèse ne serait rien.

Je remercie Monsieur J. Saudinos de m'avoir toujours donné le maximum de moyens pour la réalisation de mes recherches tant expérimentales que théoriques. Son intérêt constant et sa confiance m'ont souvent encouragé.

J'ai trouvé auprès de Monsieur J. Arvieux un dynamisme et un plaisir de travailler très communicatifs. Sa connaissance approfondie des techniques expérimentales, et en particulier des particules polarisées a permis la réalisation

de ces expériences. De plus ses remarques constructives tout au long de ma thèse m'ont été très utiles. Je l'en remercie vivement.

Monsieur Y. Terrien auprès duquel j'ai passé plusieurs années d'enrichissante collaboration a bien voulu relire cette thèse avec beaucoup d'attention. Ses remarques judicieuses ont permis une substantielle amélioration du manuscript et je l'en remercie.

Je ne saurais non plus oublier dans mes remerciements Monsieur G. Bruge qui m'a sans relâche encouragé depuis mon arrivée au DPh-N/ME auprès de lui. Son soutien, son intérêt constant et son exemple m'ont souvent donné confiance.

Je remercie également Monsieur M. Hubert de m'avoir fréquemment reçu avec cordialité dans son laboratoire d'Erlangen.

Il me faudrait remercier tout le personnel du DPh-N/ME qui m'a beaucoup apporté à de nombreux titres. Messieurs A. Chaumeaux, P. Couvert, J.C. Lugol, J. Habault et J. Lemeur ont été plus particulièrement des compagnons auprès desquels le travail s'est toujours fait avec plaisir et facilité.

Monsieur R. Maillard et R. Burgei ont contribué largement à la mise en route de la source de deutons polarisés de Saturne.

Je remercie Monsieur L. Goldzahl et l'équipe de recherche ER54 pour leur contribution importante à la réalisation de l'expérience.

Enfin l'équipe de conduite de Saturne dirigée par Monsieur P. Vienet a une part importante de ma gratitude. Plus particulièrement Messieurs P.A. Chamouard, P.Y. Beauvais et J. Bony ont grandement contribué au succès des deutons polarisés.

Nombreux sont encore les aides et encouragements que j'ai reçus, en particulier de la part des visiteurs étrangers, Messieurs S.D. Baker, J. Cameron et D. Hutcheon pendant leur séjour au LNS.

Je ne peux remercier nommément toutes les personnes ayant contribué à ce travail, mais ma gratitude envers eux n'en est pas moins sincère.

Mesdames E. Thureau et R. Chevaux ont assuré une grande partie de la réalisation matérielle de cette thèse et je les en remercie.

Table des Matières

Introduction 1

Chapitre I : MESURE A 180° DE LA FONCTION D'EXCITATION DE T_{20} POUR LA DIFFUSION pd → dp 7

I. INTRODUCTION 7

II. GENERALITES 8

III. SOURCE POLARISEE - HYPERION 12

III.1 Description succincte 12
III.2 Les états de polarisation 14

IV. POLARIMETRE BASSE ENERGIE 17

IV.1 Description 17
IV.2 Calibration 18
IV.3 Tests de l'efficacité des transitions 21
IV.4 Mesure de la polarisation vectorielle et tensorielle du faisceau 22

V. DISPOSITIF EXPERIMENTAL : SPECTROMETRE SPES 4 ET DETECTION ASSOCIEE 23

V.1 Description 23
V.2 Monitorage 26
V.3 Identification des particules 27
V.4 Mesure et contrôle de la polarisation, courant dans SOLSPIN 28

V.4.1 *Théorie* 28
V.4.2 *Etude expérimentale* 32

V.5 Dépolarisation des deutons pendant l'accélération 35

VI. MESURES FAITES AVEC LE SPECTROMETRE ET RESULTATS 36

Chapitre II : PRESENTATION DU MODELE D'INTERPRETATION 49

I. INTRODUCTION 49

II. BASE THEORIQUE DU TRAITEMENT 50

II.1 Modèle d'interaction 51

II.2 Expression non relativiste des vertex 51

II.2.1 *Les fonctions de vertex* 51
II.2.2 *Constantes de couplage* 54
II.2.3 *Les facteurs de forme* 55

II.3 Traitement du Δ 57
II.4 Propagateur des mésons échangés 59

II.4.1 *Origine théorique* 59
II.4.2 *Diagrammes ordonnés dans le temps* 61

II.5 Forme de l'interaction utilisée 62
II.6 Interaction dans l'espace r 64
II.7 Traitement des corrélations et de l'échange du méson ρ 65
II.8 Correction de recul 69

III. CALCUL EXPLICITE DE pd → dp 69

III.1 Graphes avec un Δ 69

III.1.1 *Antisymétrisation* 69
III.1.2 *Calcul des amplitudes de transition* 71
III.1.3 *Forme explicite des amplitudes de transition* . 74
III.1.4 *Traitement des pôles* 78
III.1.5 *Expression de la section efficace et de l'alignement* 80

III.2 Calcul du transfert d'un neutron 81

III.2.1 *Antisymétrisation des fonctions d'onde* 81
III.2.2 *Interaction* 82
III.2.3 *Amplitude de transition* 82
III.2.4 *Traitement du spin et de l'isospin* 83
III.2.5 *Evaluation des différentes amplitudes* 84

IV. MECANISMES DE REACTION ET FORMULES UTILISEES : résumé 85

Chapitre 3 : RESULTATS NUMERIQUES 87

I. INTRODUCTION 87

II. ANALYSE DES RESULTATS NUMERIQUES 88

II.1 Les composantes du calcul 88

II.1.1 *Discussion du modèle d'échange direct d'un neutron (ONE)* 88
II.1.2 *Les éléments du calcul des graphes avec Δ intermédiaire (TME)* 92
II.1.3 *Calculs simples de pd → dp (TME)* 94
II.1.4 *Calcul complet (avec effet des fonctions d'onde) de TME* 95
II.1.5 *Effet de l'état D du deuton* 97

II.2 Calculs complets (ONE + TME) 97

II.2.1 *Sans contribution de ρ et ω* 97
II.2.2 *Avec la contribution d'échange de ρ et ω* 100

II.3 Sensibilité à la variation d'un certain nombre d'ingrédients du calcul 104

II.3.1 *Distorsions du graphe d'échange direct* 106
II.3.2 *Déphasage arbitraire ONT-TME et traitement du* Δ 111
II.3.3 *Liaison avec la réaction* $pp \rightarrow d\pi$ 111

III. CONCLUSIONS, DEVELOPPEMENTS POSSIBLES 120

III.1 Contribution de la diffusion multiple 121
III.2 Echange de N* 123
III.3 Excitation de tribaryons? 126

Conclusions 129

Appendice A 133

Appendice B 135

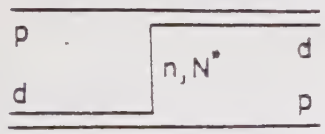
Références 137

Introduction

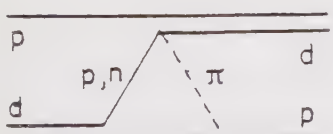
En 1966, des mesures de la diffusion élastique de proton sur deuton, réalisées à grand transfert, montrent à 1 GeV, 1,3 GeV et 1,5 GeV une forte remontée de la distribution angulaire au voisinage de 180° CM [COL 66]. Cette remontée déjà prévue théoriquement comme une caractéristique de l'échange d'un neutron (pôle neutronique [BLA 59]) a suscité essentiellement deux directions de recherche théorique, la diffusion multiple arrière donnant une contribution d'un ordre de grandeur sous l'expérience [BER 67].

D'une part, Kerman et Kisslinger [KER 69] recherchent dans la fonction d'onde du deuton des composantes à grande impulsion interne permettant d'augmenter la contribution d'échange d'une particule à l'arrière, le nucleon échangé pouvant dans ce modèle être la première récurrence du neutron dans le modèle de Regge : $N^*(1680)/(1/2, 5/2^+)$ (contribution de 1 % dans la fonction d'onde du deuton). Ce modèle a été repris et étendu à plusieurs autres résonances baryoniques N^* [SHA 71] montrant un comportement angulaire (au voisinage de 180°) différent de l'expérience.

D'autre part, Craigie et Wilkin [CRA 69] soulignent l'analogie qui doit exister entre cette réaction d'échange et la réaction $pp \to d\pi$. Ils relient entre elles les deux sections efficaces en calculant le graphe triangulaire et prédisent un maximum de la section efficace de diffusion élastique arrière à une énergie de 700 MeV des protons incidents, soulignant ainsi l'importance de l'excitation possible de la résonance baryonique $\Delta(1232)$, $(3/2, 3/2^+)$ dans la voie s. Cette résonance domine en effet largement le mécanisme de diffusion π-nucléon ainsi que la réaction $pp \to d\pi$ aux énergies correspondantes.



Echange (O,N,T.)



Graphe triangulaire

Cependant, un certain nombre d'incertitudes dans la normalisation rendent le calcul plus faible que l'expérience d'un facteur 4 environ. Cette approche revue par Barry

[BAR 72] et Kolybasov [KOL 71] montre que le modèle marche raisonnablement bien, y compris la normalisation absolue.

Le succès de cette approche est confirmé par l'expérience [KOM 73] montrant effectivement de 400 à 700 MeV un plateau dans la fonction d'excitation à 170°. Clairement, l'ensemble des expériences montrent alors cette fonction d'excitation comme constituée de deux composantes, l'une décroissant régulièrement avec l'énergie, l'autre résonnante dans la voie s avec un maximum autour de T_p = 600 ∿ 700 MeV.

On voit alors apparaître des prédictions théoriques concernant les phénomènes de polarisation. Basé sur le graphe triangulaire, Kolybasov [KOL 73] prédit l'égalité des phénomènes de polarisation entre les réactions pp → dπ et pd → dp. Vasan en 1973 [VAS 73] souligne l'importance qu'il y aurait à mesurer l'alignement à 180° dans la réaction de diffusion élastique proton sur deuton. Ce pouvoir d'analyse ($A = T_{20}\sqrt{2}$) est en effet le seul non nul à 180°. Le modèle d'échange d'un neutron prédit que la valeur extrême ($T_{20} = -\sqrt{2}$) doit être atteinte vers T_p = 400-500 MeV et que l'échange de N* aussi bien que le pourcentage d'état D du deuton le modifient de façon importante.

Des expériences suivent. Les asymétries mesurées en $\vec{p}d \to dp$ et $\vec{p}p \to d\pi$ aux angles arrières [BIE 78, AND 78] montrent que, si l'égalité prédite par le modèle triangulaire est bien à peu près réalisée sur la résonance (680 MeV), il n'en est pas de même de part et d'autre de la résonance. En particulier, l'asymétrie de $\vec{p}p \to d\pi$ change de signe entre 300 et 500 MeV alors que l'asymétrie de $\vec{p}d \to dp$ reste de signe constant. Ce résultat n'est peut être pas trop étonnant si l'on considère qu'il faut alors prendre aussi en compte d'autres mécanismes comme l'échange direct d'un neutron (appelé indifféremment ONT ou ONE) venant s'ajouter de façon cohérente au graphe triangulaire, contribution devenant importante précisément lorsque l'on s'écarte du centre de la résonance. Cependant, ces comparaisons portent sur des quantités s'annulant à 180° (région angulaire où les mécanismes sont les plus purs) par raison de symétrie quel que soit le modèle.

Le résultat expérimental le plus surprenant est alors la valeur compatible avec zéro de T_{20} mesurée à Argonne [IGO 79] aux énergies équivalentes de T_p = 400, 800 et 1000 MeV. En particulier, la valeur à 400 MeV (au moins 200 MeV avant le maximum de la résonance) est complètement différente de la valeur prédite par ONE dans tous les modèles (∿ $-\sqrt{2}$) à cette énergie.

La barre d'erreur est cependant grande et les pas en énergie trop importants pour avoir une idée précise de ce pouvoir d'analyse sur l'ensemble de la région de la résonance. Il était donc essentiel de mesurer à nouveau ce pouvoir d'analyse de façon plus précise et par pas en énergie beaucoup plus fins

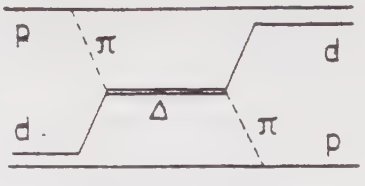
sur l'ensemble de la résonance, ce qui nous a conduits à proposer et à réaliser cette expérience à Saturne en profitant du développement de faisceaux de deutons polarisés nouvellement mis au point sur ce synchrotron. Cette expérience sera décrite dans le chapitre 1.

L'ensemble de la fonction d'excitation de la section efficace est, quant à elle, expérimentalement bien explorée par les expériences de Bonner [BON 78] et de Berthet [BER 82] et ne nécessite pas de données supplémentaires dans la région du $\Delta(1232)$.

Les développements théoriques récents ont porté tout d'abord sur l'évaluation du modèle d'échange direct [NOB 74, LEV 75, KON 79, KEI 82] pour lequel les aspects relativistes et les rediffusions ont été abordés sans aboutir à une théorie totalement satisfaisante.

D'autre part, un certain nombre de calculs ont essayé de reproduire les valeurs de T_{20} mesurées à Argonne ; l'article le plus intéressant étant sans doute celui de Kondratyuk et Shevchenko [KON 80] traitant l'ensemble des modèles précédemment invoqués et concluant à la nécessité de résonances tribaryoniques pour reproduire l'expérience d'Argonne. Ces résonances sont tentativement introduites et normalisées pour reproduire l'expérience, mais le mérite est sans doute d'ouvrir une nouvelle possibilité dans l'investigation de ce problème.

Un calcul intéressant dans son principe [ANJ 81] se concentre sur la fonction d'excitation dans un modèle où la résonance Δ est explicitement calculée. Physiquement l'idée est de traiter explicitement la partie dominante de la contribution $pp \to d\pi$ apparaissant dans le diagramme triangulaire, en s'affranchissant ainsi des problèmes de sortie de la couche de masse de cette amplitude dans le calcul de $pd \to dp$. Malheureusement ce calcul est fait avec une fonction d'onde de Hulthen (sans état D) pour le deuton, la somme entre ONE et TME (Two Meson Exchange) étant par ailleurs faite de façon incohérente, et de plus le pouvoir d'analyse T_{20} n'est pas calculé. Il nous a donc semblé intéressant de reprendre ce type de calcul de façon plus réaliste en s'appuyant sur les interprétations d'expériences portant sur de petits nombres de nucléons dans le domaine des énergies intermédiaires (diffusion nucléon-nucléon, $pp \to d\pi$, diffusion π-nucléon, photoproduction de π).

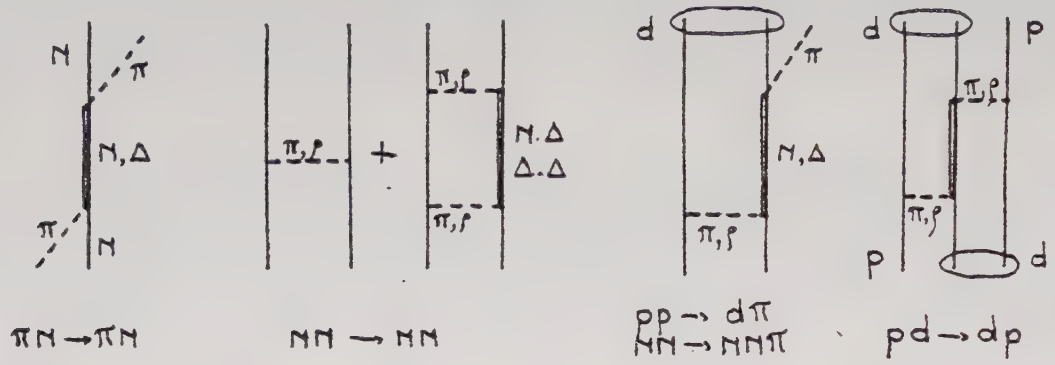


Excitation du Δ
(T.M.E.)

La grande importance qu'il y a à comprendre l'ensemble de ces réactions mettant en jeu de grands transferts d'énergie et d'impulsion de façon cohérente a été souligné par Dillig [DIG 79] et Wilkin [WIL 80]. Il semble en effet

raisonnable d'essayer de maîtriser les mécanismes sur ces réactions de base si nous voulons apprendre quelque chose sur les grandes impulsions dans les noyaux aux énergies intermédiaires.

En physique hadronique, la série intéressante de graphes faisant intervenir l'excitation d'un Δ est la suivante :



La diffusion π-nucléon implique des π réels (sur couche) et montre la forte dominance de la résonance Δ(1232) $(3/2, 3/2^+)$ pour des énergie cinétiques de 195 MeV du pion. La diffusion nucléon-nucléon met en jeu des mésons virtuels transférant de grandes impulsions mais peu ou pas d'énergie. Avec la réaction pp → dπ apparaît la première fonction d'onde nucléaire. De plus elle met en jeu des mésons virtuels transférant à la fois de grandes énergies et de grandes impulsions. La première réaction impliquant à la fois une fonction d'onde (le deuton) et aucun méson réel est la diffusion élastique arrière pd → dp qui présente, expérimentalement par son comportement résonnant, la signature de l'importance des degrés de liberté mésiques dans son mécanisme.

A partir de la réaction pp → dπ on génère en ajoutant des nucléons la série des réactions $A(p\pi^+)B$ [COU 82] . A partir de la réaction pd → dp on bâtit la série des réactions A(d,p)B. La connection entre les deux processus de base reste vraie sur des noyaux plus lourds tels que ^{4}He, ^{6}Li, ^{12}C, ^{16}O [WIL 80, DIL 77, LEC 80] . La résonance Δ ayant un couplage photonucléaire important ($\Delta \gtrsim \gamma N$), il existe aussi des analogies avec les réactions A(γ,p)B par exemple [COU 78, COU 82, LEC 80] .

Il semble donc important de maîtriser les processus de base pp → dπ et pd → dp pour pouvoir étudier, par les réactions $(p\pi^+)$ ou (d,p) aux énergies intermédiaires (600 ∿ 800 MeV), les grandes impulsions dans les noyaux. C'est aussi guidés par cet aspect que nous avons entrepris l'étude théorique de la réaction pd → dp en calculant la somme cohérente des deux processus ONT et TME. On espère ainsi mettre au point une interaction de base rendant compte de la majeure partie du comportement de pd → dp pour être ensuite utilisée dans des calculs de réactions A(d,p)B permettant ainsi de s'affranchir de la connection directe avec les données expérimentales de $A(p\pi^+)B$ nécessaires dans l'approche de Wilkin

et qui n'existent pas toujours. On espère aussi par ce moyen mieux étudier (et peut être dominer) les problèmes hors couche existant nécessairement lorsque l'on utilise les données sur couche de masse de la réaction $A(p\pi^+)B$ correspondante pour un calcul de A(d,p)B.

Le détail du formalisme utilisé et sa connection avec les autres réactions est développé dans le chapitre 2. Les calculs de la fonction d'excitation et de T_{20} sont présentés dans le chapitre 3 où nous discutons également en détail le modèle d'échange direct (ONE) y compris l'échange de N*. La diffusion multiple et les prédictions propres au graphe triangulaire sont également présentées dans ce chapitre après lequel nous tirons les conclusions générales de cette étude.

Chapitre 1

MESURE A 180° DE LA FONCTION D'EXCITATION DE T_{20} POUR LA DIFFUSION pd → dp

I. INTRODUCTION

Les réactions de transfert aux énergies intermédiaires étant encore largement confrontées à des problèmes de compréhension du mécanisme, il est toujours intéressant pour mieux contraindre les modèles de multiplier les observables. Après la section efficace, les pouvoirs d'analyse permettent de mettre en jeu des combinaisons différentes des amplitudes de diffusion. De plus rappelons que la diffusion élastique pd → dp à 180° dans le centre de masse peut être intuitivement comprise comme une réaction d'échange d'un neutron, cette interprétation minimisant les transferts d'impulsion au niveau des nucléons par rapport à une interprétation de diffusion réellement élastique. Cette réaction devient alors la plus élémentaire des réactions de transfert de type A(p,d)B ou A(d,p)B d'où l'importance de son étude dans le cadre de la compréhension de ces réactions de transfert sur des noyaux plus lourds que le deuton. A 180° dans le centre de masse, la réaction de diffusion élastique arrière pd → dp présente une remontée de la distribution angulaire [COL 66, BEN 67] interprétée comme l'échange d'un nucléon (pôle neutronique) [KER 69]. De plus la fonction d'excitation à 180° présente un aspect résonnant à des énergies autour de 600 MeV du proton incident (énergie laboratoire) significative d'un graphe supplémentaire s'ajoutant au transfert direct d'un neutron [KOM 73]. Vasan [VAS 73] a souligné l'intérêt que pourrait apporter la mesure de l'alignement (proportionnel à T_{20}) dans l'interprétation de cette bosse spécialement dans le modèle d'échange de résonances baryoniques N^* (isospin 1/2). Les mesures de T_{20} [IGO 79] à 400 MeV, 800 MeV et 1000 MeV, tout en répondant à cette attente, présentent la caractéristique surprenante d'être compatibles avec zéro à toutes ces énergies. En particulier, à la plus basse énergie, les modèles prédisent une valeur largement

négative de T_{20} (dominé par le transfert direct). L'introduction spéculative de résonances tribaryoniques [KOM 80] pourrait cependant ramener la valeur de T_{20} vers de petites valeurs.

Devant l'intérêt de cette expérience, nous avons donc décidé de profiter des possibilités offertes au Laboratoire National Saturne pour reprendre les mesures de T_{20} de façon plus précise et à de plus nombreuses énergies, profitant ainsi de la souplesse de changement d'énergie du synchrotron et des faisceaux polarisés de deutons nouvellement mis au point sur cet accélérateur.

L'ensemble des mesures présentées s'est effectuée en deux périodes (mai 82 et octobre 82). Certaines mesures effectuées pendant la seconde période nous ont amenés à modifier légèrement les résultats obtenus lors de la première période et publiés dans une lettre [ARV 83]. Nous discuterons ces modifications dans ce chapitre, les mesures publiées ici priment donc sur celles de notre lettre [ARV 83].

II. GENERALITES

Une littérature abondante décrivant le formalisme de réactions nucléaires produites par des deutons polarisés existe déjà. On pourra se reporter en particulier aux thèses de J. Raynal [RAY 65], R. Beurtey [BEU 64] et J. Arvieux [ARV 67] ainsi qu'aux travaux d'Haeberli [HAE 74] pour une description détaillée du formalisme ainsi que des sources de deutons polarisés. Nous rappelons cependant brièvement ici quelques formules de base aidant à l'exposé et à la compréhension de l'expérience.

Un faisceau polarisé de particules de spin s est décrit par une matrice densité ρ hermitique, définie positive, de trace 1 et de dimension $(2s+1) \times (2s+1)$. Elle est telle que la valeur moyenne d'une observable décrite par un opérateur θ est donnée par :

$$\langle \theta \rangle = \text{Trace } (\rho.\theta) \quad . \quad (1)$$

Si $|m\rangle$ représente des états de spin normalisés, mais non nécessairement orthogonaux et p_m le pourcentage de la population dans l'état correspondant, l'opérateur densité s'écrit alors :

$$\rho = \sum_m |m\rangle \, p_m \, \langle m| \quad , \quad (2)$$

ce qui conduit, exprimé dans une base orthonormée à une matrice non nécessairement diagonale.

Si le faisceau est totalement polarisé dans un état $|m>$, dans cette base, un seul élément est non nul ; il est situé sur la première diagonale, correspond à l'état $|m>$ et est égal à 1. Si le faisceau est totalement non polarisé, tous les éléments diagonaux sont égaux à $\frac{1}{2s+1}$.

On exprime généralement la matrice densité sur une base d'opérateurs tensoriels irréductibles $\tau_{\lambda\mu}$ ayant l'avantage de se transformer facilement dans des rotations du système de référence (même propriétés que les harmoniques sphériques $Y_{\lambda\mu}$)

$$\rho = \frac{1}{2s+1} \sum_{\lambda\mu} (-)^{\mu} \rho_{\lambda\mu} \quad \tau_{\lambda-\mu} = \frac{1}{2s+1} \sum_{\lambda\mu} \rho_{\lambda\mu} \quad \tau^{*}_{\lambda\mu} = \sum_{kq} t_{kq} \ . \tag{3}$$

Les valeurs $\rho_{\lambda\mu}$ de cette décomposition sont définies par :

$$\rho_{\lambda\mu} = \text{Trace } (\rho . \tau_{\lambda\mu}) \ , \tag{4}$$

(avec de plus le choix que τ_{00} est la matrice unité et que ρ_{00} est égal à 1). Pour des faisceaux ayant une symétrie autour d'un axe, la matrice densité dépend d'un seul paramètre dans le cas des protons, de deux paramètres dans le cas des deutons. En choisissant l'axe Oz selon cette direction, ces paramètres sont les coefficients ρ_{10} et ρ_{20} (ρ_{10} seul dans le cas des protons). L'axe de symétrie correspond généralement à la direction du champ magnétique dans l'ioniseur ; c'est le cas pour la source utilisée à Saturne.

La matrice densité est diagonale dans ce système. Nous plaçant dans le cas que nous discuterons maintenant d'un faisceau de deutons polarisés, on l'écrit :

$$\rho = \frac{1}{3} \begin{pmatrix} \alpha_+ & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_0 & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_- \end{pmatrix} \tag{5}$$

avec $\alpha_+ + \alpha_0 + \alpha_- = 3$.

Connaissant la forme de τ_{10} et τ_{20} :

$$\tau_{10} = \sqrt{\frac{3}{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \qquad \tau_{20} = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

on en déduit grâce à (4) :

$$\rho_{10} = \frac{1}{\sqrt{6}} (\alpha_+ - \alpha_-)$$

$$\rho_{20} = \frac{1}{3\sqrt{2}} (\alpha_+ + \alpha_- - 2\alpha_0) \ . \tag{6}$$

Des considérations sur l'invariance par rapport au renversement du sens du temps permettent de relier dans une réaction nucléaire a + A → b + B l'asymétrie produite par le faisceau polarisé "a" à la polarisation qu'aurait "a" dans la réaction inverse induite par un faisceau "b" non polarisé [SAT 58, BIE 58].

La section efficace s'écrit alors [MAD 70] selon la convention de Madison dans laquelle nous nous placerons :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{a+A \to b+B} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 (\theta) \sum_{kq} t_{kq} T^*_{kq}(\theta) , \qquad (7)$$

où $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 (\theta)$ représente la section efficace produite par un faisceau non polarisé, t_{kq} la matrice densité décrivant le faisceau polarisé incident et exprimée dans un système orthonormé ayant OZ selon la direction de propagation des particules, OY selon la direction du produit vectoriel ($\vec{k}_{incident} \times \vec{k}_{sortant}$). Les tenseurs $T_{kq}(\theta)$ représentent les pouvoirs d'analyse de la réaction à l'angle de diffusion θ exprimés dans le même système.

Si la matrice de transition est M on a :

$$T_{kq} = \frac{\text{Trace } (M \ \tau_{kq} \ M^+)}{\text{Trace } (M.M^+)} . \qquad (8)$$

L'utilisation de la notation tensorielle permet alors d'exprimer ces observables à partir de la connaissance de la matrice densité et des pouvoirs d'analyse exprimés dans d'autres systèmes de référence, grâce aux matrices de rotation.

En particulier pour un faisceau de deutons polarisés avec une symétrie axiale et en supposant la conservation de la parité au cours de la réaction (c'est le cas des interactions fortes que nous décrivons) la section efficace devient [HAE 74] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 (\theta) \left\{ 1 + i\sqrt{2}\, T_{11}(\theta)\ \rho_{10} \sin\beta \cos\phi + T_{20}(\theta)\ \rho_{20} \left(\frac{3\cos^2\beta - 1}{2}\right) \right.$$
$$+ \sqrt{6}\, T_{21}(\theta)\ \rho_{20} \sin\beta \cos\beta \sin\phi \qquad (9)$$
$$\left. - \sqrt{\frac{3}{2}}\, T_{22}(\theta)\ \rho_{20} \sin^2\beta \cos 2\phi \right\} ,$$

exprimée en fonction des deux paramètres ρ_{10} et ρ_{20} suffisants pour décrire la matrice densité du faisceau dans un système ayant Oz selon l'axe de symétrie. Les angles β et ϕ fixent cet axe dans le référentiel (OXYZ) de définition des pouvoirs d'analyse correspondant à la convention de Madison (Fig. 1).

L'angle ϕ est l'angle entre le plan (OZY) et le plan (OZz), β l'angle entre les axes OZ et Oz.

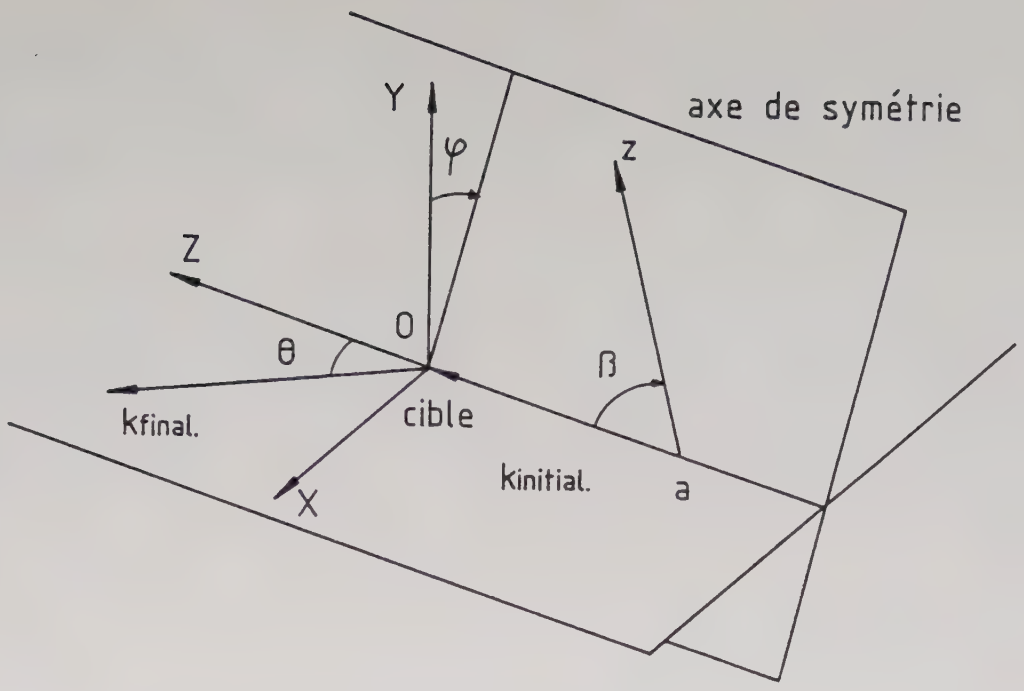


Fig. 1

En particulier si l'axe Oz est perpendiculaire à la direction du faisceau incident, la section efficace devient :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta,\phi) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0(\theta) \left[1 + i\sqrt{2}\, T_{11}(\theta)\, \rho_{10} \cos\phi - \frac{1}{2} T_{20}(\theta)\, \rho_{20} - \sqrt{\frac{3}{2}}\, T_{22}(\theta)\, \rho_{20} \cos 2\phi\right] . \tag{10}$$

Au lieu de choisir une base de tenseurs irréductibles pour exprimer pouvoirs d'analyse et matrice densité, on peut aussi choisir les axes cartésiens OXYZ précédemment définis pour décrire les pouvoirs d'analyse et l'axe Oz pour décrire la polarisation du faisceau. Avec les formules de passage :

$$\begin{aligned} p_z &= \sqrt{\frac{2}{3}}\, \rho_{10} \\ p_{zz} &= \sqrt{2}\, \rho_{20} \\ A_Y(\theta) &= \frac{2}{\sqrt{3}}\, i\, T_{11}(\theta) \\ A_{YY}(\theta) &= -\sqrt{2}\left[\frac{T_{20}(\theta)}{2} + \sqrt{\frac{3}{2}}\, T_{22}(\theta)\right] \\ A_{XX}(\theta) &= -\sqrt{2}\left[\frac{T_{20}(\theta)}{2} - \sqrt{\frac{3}{2}}\, T_{22}(\theta)\right] \end{aligned} \tag{11}$$

on exprime de façon équivalente à (10) la section efficace :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)(\theta,\phi) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 (\theta) \left[1 + \frac{3}{2} A_Y(\theta)\, p_z \cos\phi + \frac{p_{zz}}{4} \{A_{YY}(1+\cos 2\varphi) + A_{XX}(1-\cos 2\varphi)\}\right]. \quad (12)$$

On notera par la suite les pouvoirs d'analyse avec des lettres minuscules (A_{yy}) étant entendu qu'ils restent toujours repérés dans le système OXYZ. On trouvera dans la convention de Madison [MAD 70] l'ensemble des formules de passage entre coordonnées sphériques et coordonnées cartésiennes ainsi que leur expression en fonction des opérateurs de spin pour le cas des protons et des deutons.

III. SOURCE POLARISEE - HYPERION

La source de deutons polarisés récemment mise en route au Laboratoire National Saturne reprend largement le principe de la source mise au point au cyclotron à énergie variable et décrite dans les thèses de R. Beurtey [BEU 64] et J. Arvieux [ARV 67]. Les modifications essentielles sont d'une part les transitions réalisant le basculement des populations atomiques, d'autre part l'implantation de cette source sur une plate forme haute tension, permettant une préaccélération nécessaire à l'injection dans l'accélérateur linéaire (LINAC). Cette source permet avec deux jeux différents de transitions de produire soit des protons, soit des deutons polarisés.

III.1. Description succincte (Fig. 2)

- *Source atomique* : Les molécules de deutérium sont dissociées dans une verrerie en pyrex par une tension appliquée sous une fréquence de 20 MHz. Le jet gazeux et l'oscillateur sont pulsés pendant environ 3 ms à la fréquence de cyclage du synchrotron pour améliorer les conditions de vide dans la source.

- *Aimant sextupolaire* : Par effet Stern et Gerlach, les atomes dans les états correspondant au nombre quantique magnétique de l'électron $m_e = +\frac{1}{2}$ sont sélectionnés. Le noyau de deutérium n'est toujours pas polarisé, il existe de façon equiprobable dans les états m_d égal à ± 1 ou 0.

- *Transitions* . Une succession de trois cavités radiofréquences permet en présence de champs magnétiques bien choisis de réaliser les transitions adiabatiques entre les états suivants de l'atome de deutérium :

Petite transition : 10,8 MHz

m_e	m_d		m_e	m_d
1/2	1	↔	-1/2	-1
1/2	0	↔	1/2	-1
-1/2	0	↔	-1/2	1

Moyenne transition : 343 MHz

m_e	m_d		m_e	m_d
1/2	0	↔	-1/2	0
1/2	-1	↔	-1/2	1

Grande transition : 415 MHz

m_e	m_d		m_e	m_d
1/2	0	↔	-1/2	1

Elles sont rencontrées physiquement par le faisceau dans l'ordre PT, MT, GT. Les transitions produisant des échanges de population entre états correspondants, on voit toute l'importance du tri réalisé par le sextupôle.

La mise en route de ces différentes transitions est pulsée avec une période multiple de la période accélératrice (synchrotron) et de façon indépendante pour chaque transition, si bien que l'on peut choisir n'importe quelle combinaison périodique des huits états de base réalisables à partir de ces trois transitions.

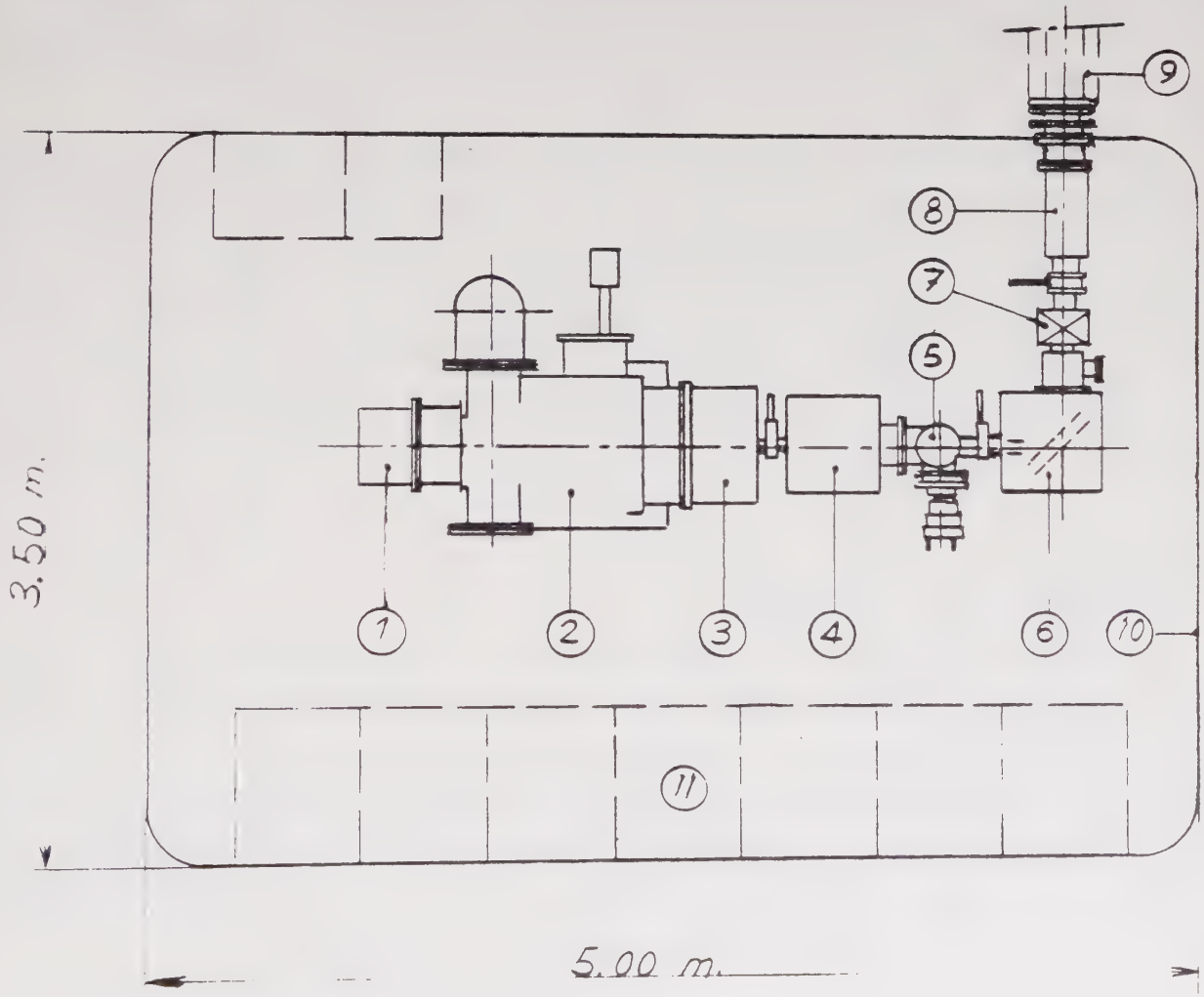


Fig. 2 - Source polarisée HYPERION. (1) Source atomique. (2) Aimant sextupôlaire. (3) Transitions RF. (4) Ioniseur. (5) Lentilles électrostatiques. (6) Miroir électrostatique. (7) Solénoïde SOLSPIN. (8) Lentilles électrostatiques. (9) Colonne accélératrice. (10) Plateforme haute tension. (11) Système de contrôle.

- *Ioniseur* . Les atomes de deutérium sont ionisés par un bombardement d'électrons. Ceux-ci sont produits par un filament, accélérés par un faible potentiel électrostatique (∿ 1 kV) et confinés dans un champ magnétique longitudinal. Après ionisation, les deutons polarisés sont extraits de l'ioniseur sous une tension de -15 kV environ qui assure également le confinement des électrons dans l'ioniseur.

- *Miroir électrostatique* . Il défléchit les particules de 90° sans modifier la direction de leur moment magnétique. L'axe de symétrie est donc après ce miroir perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau et dans le plan horizontal.

- *Solénoïde SOLSPIN* . En créant un champ magnétique longitudinal d'intensité choisie en fonction de sa longueur, il permet de faire tourner les moments magnétiques de 90° pour redresser la population de particules et amener l'axe de quantification verticalement.

- *Colonne accélératrice* . L'ensemble de la source est placée dans une cabine portée à un potentiel de 370 kV pour les deutons. Une colonne permet de redescendre à la masse en accélérant le faisceau de la différence de potentiel correspondante.

La source délivre un faisceau de deutons polarisés d'énergie 385 keV, pulsé au rythme du synchrotron. L'intensité était d'environ 30 µA dans une fenêtre en temps de 4 ms lors de la première expérience (mai 82). Une intensité de 100 µA a été obtenue en octobre 82 pour la seconde prise de données. Diverses améliorations sur la source permettent d'obtenir à l'heure actuelle des intensités de 160 µA. Les particules se trouvant dans une fenêtre en temps de 400 µs environ seront seules acceptées dans l'accélérateur linéaire qui portera ces deutons à 10 MeV avant de les injecter dans l'anneau.

III.2. Les états de polarisation

En supposant le tri par l'aimant sextupolaire et l'efficacité des transitions efficaces à 100 %, on calcule facilement pour chaque état de polarisation réalisable la matrice densité et les polarisations vectorielle (ρ_{10}) et tensorielle (ρ_{20}) correspondantes grâce aux formules (6). Ces résultats sont donnés dans le Tableau 1. En fait il est bien évident que ces valeurs maximales ne sont pas atteintes, à cause d'une part des inefficacités des transitions, d'autre part d'un bruit de fond échappant au tri par effet Stern-Gerlach.

Supposons que si l'efficacité d'une transition est η, cela signifie que après transition entre deux états (1) et (2) les populations finales p_f sont en fonction des populations initiales p_i :

$$p_f^{(1)} = p_i^{(1)}(1-\eta) + \eta\, p_i^{(2)}$$
$$p_f^{(2)} = p_i^{(1)}\eta + (1-\eta)\, p_i^{(2)} \qquad (13)$$

et ceci avec la même efficacité lorsque la transition est faite entre plusieurs couples de niveaux (cas de la petite et de la moyenne transition) ce qui n'est pas totalement évident.

Tableau 1

Le signe + signifie que la transition correspondante est en marche, le signe - qu'elle est arrêtée

N° état	Marche des transitions			ρ_{10}^{max}	ρ_{20}^{max}	3 × matrice densité Max.
	PT	MT	GT			
1	-	-	-	0	0	$\begin{pmatrix}1&0&0\\0&1&0\\0&0&1\end{pmatrix}$
2	+	-	-	$-2/\sqrt{6}$	0	$\begin{pmatrix}0&0&0\\0&1&0\\0&0&2\end{pmatrix}$
3	-	+	-	$2/\sqrt{6}$	0	$\begin{pmatrix}2&0&0\\0&1&0\\0&0&0\end{pmatrix}$
4	+	+	-	0	0	$\begin{pmatrix}1&0&0\\0&1&0\\0&0&1\end{pmatrix}$
5	-	-	+	$1/\sqrt{6}$	$1/\sqrt{2}$	$\begin{pmatrix}2&0&0\\0&0&0\\0&0&1\end{pmatrix}$
6	+	-	+	$-1/\sqrt{6}$	$1/\sqrt{2}$	$\begin{pmatrix}1&0&0\\0&0&0\\0&0&2\end{pmatrix}$
7	-	+	+	$1/\sqrt{6}$	$-1/\sqrt{2}$	$\begin{pmatrix}1&0&0\\0&2&0\\0&0&0\end{pmatrix}$
8	+	+	+	$-1/\sqrt{6}$	$-1/\sqrt{2}$	$\begin{pmatrix}0&0&0\\0&2&0\\0&0&1\end{pmatrix}$

La matrice densité s'écrit alors en fonction de ε la proportion de population polarisée et de η_1, η_2, η_3 les efficacités de la petite, moyenne et grande transition

$$\alpha_+ = 1 + \varepsilon(\eta_2 + \eta_3 - \eta_1 - 2\,\eta_2\,\eta_3)$$
$$\alpha_o = 1 + \varepsilon\,\eta_3\,(2\,\eta_2 - 1)$$
$$\alpha_- = 1 + \varepsilon(\eta_1 - \eta_2)$$

pour l'état 8 où les trois transitions sont en marche simultanément. On en déduit les polarisations vectorielle et tensorielle

$$\rho_{10} = \frac{1}{\sqrt{6}} \varepsilon(2\,\eta_2 + \eta_3 - 2\,\eta_1 - 2\,\eta_2\,\eta_3) \qquad (14)$$

$$\rho_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}} \varepsilon(1 - 2\,\eta_2)\eta_3 \,. \qquad (15)$$

Ces formules très générales permettent de connaître la matrice densité et les polarisations pour n'importe quel état de la source puisque arrêter une transition correspond à lui attribuer une efficacité nulle dans ces formules.

On peut faire quelques remarques :

- on ne peut pas avoir de polarisation tensorielle maximum pure (sans polarisation vectorielle) ;
- la polarisation tensorielle est uniquement produite par la grande transition et est indépendante de l'efficacité de la petite transition ;
- l'état n°4 ne teste que la petite et la moyenne transition ;
- si les efficacités des trois transitions sont égales à 1, les degrés de polarisation vectorielle et tensorielle (rapport à la polarisation maximale de l'état) sont les mêmes.

Une étude plus approfondie de la petite transition [JEL 69, MAJ 32] conduit à des formules plus complexes de population des états dans le cas d'un manque d'efficacité de cette transition.

On trouve alors les populations suivantes à l'issue des trois transitions :

$$\alpha_+ = 1 + \varepsilon \left[A\,\eta_3(1-\eta_2) + B\,\eta_2(1-\eta_3) - \eta_1^3 \right]$$

$$\alpha_0 = 1 + \varepsilon \left[A(\eta_2 + (1-\eta_3)\,(1-\eta_2)) + \eta_2\,\eta_3\,B - 1 \right]$$

$$\alpha_- = 1 + \varepsilon \left[B(1-\eta_2) - (1-\eta_1)^3 \right] \qquad (16)$$

$$A = 1 - 3\,\eta_1^2(1-\eta_1)$$

$$B = 1 - 3\,\eta_1(1-\eta_1)^2$$

avec ε tel que $(1-\varepsilon)/\varepsilon$ exprime le rapport entre le bruit de fond totalement non polarisé et la population polarisée (ε=1 correspond à un bruit de fond nul).

IV. POLARIMETRE BASSE ENERGIE

Pour faciliter la mise en route de la source de deutons polarisés nous avons construit un polarimètre situé sur la ligne de transfert entre la sortie de la source et l'injection dans le LINAC (Fig. 3). Pour envoyer le faisceau sur le polarimètre, il faut couper le courant dans le dipôle de déviation D3. Pendant la première prise de données cette opération se faisait manuellement, et par conséquent, pendant cette expérience, les mesures sur le polarimètre étaient faites nécessairement entre des mesures de physique. Pour la seconde expérience le courant dans le dipôle était automatiquement pulsé permettant de programmer un cycle : n paquets de particules sur le polarimètre, m paquets accélérés avec un paquet perdu à la commutation. Une pulsation plus rapide, obtenue en doublant la pulsation de la source par rapport à celle du synchrotron, qui aurait l'avantage de ne prendre aucun faisceau à l'expérience en cours à haute énergie tout en assurant une excellente statistique sur le polarimètre demanderait un changement de ce dipôle et de son alimentation.

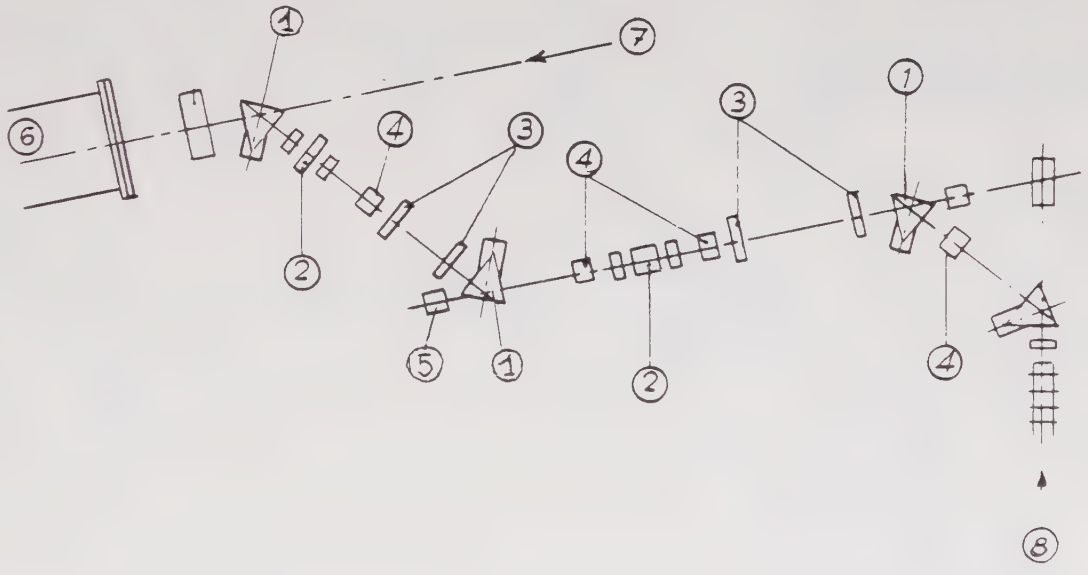


Fig. 3 - Ligne de transfert entre la source polarisée et le pré-injecteur linéaire LINAC. (1) Aimants dipôlaires. (2) Triplet magnétique. (3) Aimants de correction. (4) Prises de diagnostics. (5) Polarimètre basse énergie. (6) LINAC. (7) Ligne principale de pré-injection. (8) Colonne électrostatique accélératrice (HYPERION).

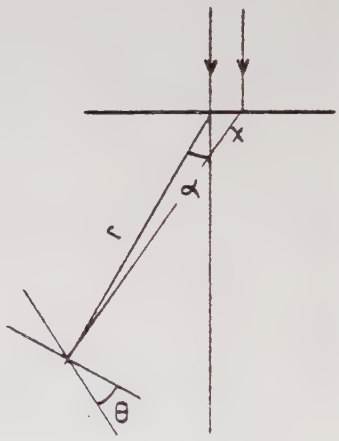
IV.1. Description

Nous avons utilisé la réaction d + d → p + t, la cible de deutérium étant constituée par adsorption dans 1,8 mg/cm^2 de titane (1,8 atome de deutérium par atome de titane) déposé sur un substrat d'aluminium de 10,55 mg/cm^2 [TID 82].

Cette réaction a l'avantage de produire des protons de 3 à 4 MeV selon les angles ce qui permet une identification très facile dans des jonctions barrière de surface de 150 µm d'épaisseur et de 24 mm de diamètre fabriquées au DPh-N/ME, une mince feuille de 30 µm d'aluminium placée devant les détecteurs arrêtant électrons et tritium produits. Un dessin de principe du polarimètre est présenté Fig. 4.

Il est constitué d'un détecteur à 0° précédé d'un collimateur de Ø 8 mm (ce qui est possible, le faisceau de 385 keV étant arrêté dans la cible), et de deux détecteurs placés symétriquement à 120° dans le plan horizontal précédés de collimateurs inclinés de 18° sur l'axe de détection des particules, ceci dans le but d'avoir un angle solide constant (au premier ordre) quel que soit le point source sur la cible [GRE 79]. Un collimateur situé en amont définit une tache de faisceau sur la cible de Ø 10 mm.

La tache du faisceau sur cible étant de demi largeur x, l'inclinaison du diaphragme est calculée à partir de la condition annulant la dérivée de l'angle solide par rapport à x. On obtient au premier ordre :



$$\theta = \frac{x \cos\alpha}{r} + B$$

$$B = \mathrm{Arctg}\left(\frac{2r\ \mathrm{tg}\alpha}{r + x \sin\alpha}\right)$$

Le bras 0° est essentiellement sensible à la polarisation tensorielle du faisceau tandis que les deux bras symétriques à ± 120° permettent une mesure de la polarisation vectorielle et tensorielle, cet angle correspondant à un maximum du pouvoir d'analyse vectoriel de cette réaction bien étudiée à 150 keV, 230 keV, 340 keV et 460 keV [JEL 69].

Le diaphragme de collimation du faisceau est constitué de deux parties électriquement indépendantes. Des lectures du courant sur celles-ci et sur la cible permettent centrage et monitorage du faisceau.

IV.2. Calibration

La distribution angulaire étant donnée par la formule (9) pour une énergie incidente donnée et dans un angle solide infiniment petit, il convient d'intégrer la section efficace et les pouvoirs d'analyse de la réaction, d'une part sur les angles solides correspondant à la géométrie du polarimètre, d'autre part sur l'énergie incidente, le faisceau de deutons étant arrêté dans la couche de

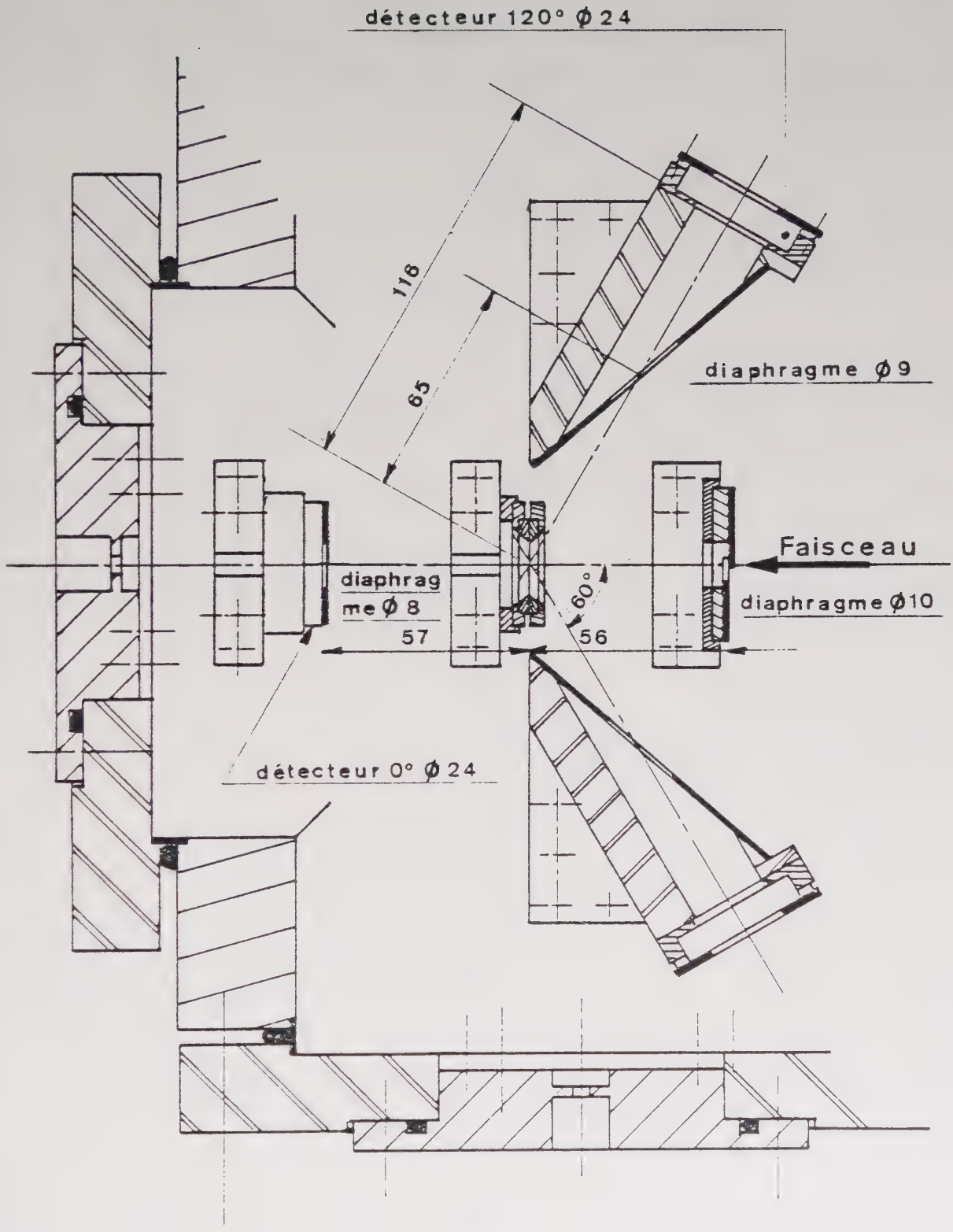


Fig. 4 - Polarimètre à basse énergie

titane deutéré. En fait cette dernière intégration est à réaliser sur une épaisseur de cible infiniment petite "de" pour laquelle l'énergie du faisceau est fixée E(e). Par l'intermédiaire de la perte d'énergie dE/de on se ramène à une intégrale sur l'énergie incidente.

La formule (9) restera valable à condition de remplacer section efficace (en non polarisé) et pouvoir d'analyse par les données équivalentes effectives

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^{eff} = \int_0^{380\ keV} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 (\theta,E)\ \frac{dE d\Omega}{dE/de}$$

$$T_{kq}^{eff} = \int_0^{380\ keV} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 (\theta,E)\ T_{kq}(\theta,E)\ \frac{dE d\Omega}{dE/de} \Big/ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^{eff} .$$

La perte d'énergie étant connue [AND 77], il faut avoir les dépendances de $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0$ et des pouvoirs d'analyse. Deux possibilités s'offrent alors : ou bien on utilise directement les données expérimentales de la réaction d(d,p)t [JEL 69, ADY 66] , ou bien on utilise l'ensemble des données disponibles dans le problème à quatre nucléons pour la voie d'entrée ou de sortie analysées par un formalisme de matrice R (ajustement) à partir duquel on peut ensuite calculer toutes les observables. Cette dernière approche [HAL 82, BAK 82] conduit aux valeurs

$$T_{20}(0°) = - 0,743 \pm 0,030$$

$$i\ T_{11}(120°) = 0,167 \pm 0,007$$

$$A_{yy}(120°) = - \sqrt{2} \left[\frac{T_{20}(120°)}{2} + \sqrt{\frac{3}{2}}\ T_{22}(120°)\right] = + 0,122 \pm 0,015 .$$

Les valeurs de $i\ T_{11}(120°)$ et de $T_{20}(0°)$ sont déterminées à ± 1 % provenant des différentes imprécisions sur les corrections d'angle solide, précision des distances et des angles, et celle de $A_{yy}(120°)$ à ± 7 % provenant principalement de la forte variation de cette valeur en fonction de l'angle de diffusion. Il faut ajouter à ces erreurs l'imprécision sur les données de base que l'on peut estimer à ± 3 % pour le pouvoir d'analyse tensoriel à 0° et vectoriel à 120° et à ± 5 % pour le pouvoir d'analyse tensoriel à 120° en se basant sur la précision des données de Jeltsch [JEL 69].

Si au lieu de se baser sur les données de l'analyse en matrice R on avait pris directement les données de l'expérience d + d → p + t, on aurait trouvé les valeurs suivantes :

$T_{20}(0°) \simeq - 0,669 \pm 0,027$

$i\ T_{11}(120°) \simeq 0,175 \pm 0,007$.

Il est assez difficile de faire un choix ; l'analyse en matrice R étant à priori basée sur davantage de données expérimentales devrait être plus fiable. Cependant, elle reste fondée sur un modèle de résonance intermédiaire éventuellement sujet à caution. D'autre part, les pouvoirs d'analyse tirés directement de l'expérience dd → pt conduisent à un pourcentage de polarisation maximale, observée sur notre source, plus compatible entre polarisation vectorielle et tensorielle. La différence entre les deux approches donne donc finalement une idée de l'erreur systématique de l'ordre de 10 % sur les valeurs des pouvoirs d'analyse effectifs que l'on peut actuellement utiliser pour ce polarimètre. L'imprécision sur les pouvoirs d'analyse effectifs de notre polarimètre étant pour l'instant la principale cause d'erreur de normalisation absolue, des pouvoirs d'analyse mesurés à partir de deutons polarisés à Saturne, nous envisageons la calibration de notre polarimètre sur un faisceau de deutons connu (Giessen RFA).

IV.3. Tests de l'efficacité des transitions

En faisant une acquisition avec les huit états de la source, on obtient 24 comptages sur le polarimètre basse énergie. Les formules ci-dessus et les formules (6,9 et 16) nous permettent d'exprimer ces comptages en fonction de 9 paramètres indépendants

- une normalisation pour chaque compteur (produit de la section efficace non polarisée à cet angle par l'efficacité et l'angle solide du détecteur) ;
- l'efficacité de chaque transition ;
- les trois quantités

$$* \quad \frac{\varepsilon\, T_{20}^{eff}(0°)}{2} (3\cos^2\beta - 1)$$

$$* \quad \varepsilon \left[\frac{T_{20}(120°)}{2} (3\cos^2\beta - 1) + \sqrt{6}\, T_{21}(120°) \sin\beta\cos\beta\sin\phi - \sqrt{\frac{3}{2}}\, T_{22}(120°) \sin^2\beta\cos 2\phi \right]$$

$$* \quad \varepsilon\, i\, \sqrt{2}\, T_{11}(120°) \sin\beta\cos\phi \ .$$

Une minimisation du χ^2 par recherche sur ces 9 paramètres conduit pour une acquisition sur 8 états faite pendant l'expérience aux valeurs suivantes des quantités intéressantes :

$\chi^2 = 1,07$

$\eta_1 = 0,985 \pm 0,018$ $\qquad$ $\varepsilon\, T_{20}(0°) = - 0,561 \pm 0,054$

$\eta_2 = 0,990 \pm 0,040$ $\qquad$ $\varepsilon\, i\, T_{11}(120°) = 0,1670 \pm 0,0083$.

$\eta_3 = 1,022 \pm 0,078$

On en déduit, compte tenu des corrélations entre ces quantités déterminées par la recherche :

$$\frac{T_{20}(0°)}{i\,T_{11}(120°)} = -\,3{,}367 \pm 0{,}375\ .$$

On parle ici des pouvoirs d'analyse "effectifs" de la réaction d + d → p + t tenant compte de la géométrie particulière des détecteurs. On constate que, les efficacités des transitions sont compatibles avec 1 quoique celle de la grande transition soit assez mal déterminée. Ceci confirme pourtant les études faites en début d'expérience, en recherchant des plateaux des valeurs de polarisation mesurées en fonction de la puissance envoyée dans les transitions. Rappelons que le degré de polarisation tensorielle est directement égal à l'efficacité de la grande transition quel que soit l'état, pourvu que l'efficacité des autres transitions soit égale à 1. L'ensemble de l'analyse des résultats a été fait par la suite en supposant que l'efficacité de toutes les transitions est égale à 1. On constate encore que le rapport des pouvoirs d'analyse déterminés par cet ajustement est plus proche de celui provenant des pouvoirs d'analyse effectifs tirés des expériences d + d → p + t (- 3,82 ± 0,31) que de celui provenant de l'analyse en matrice R (- 4,45 ± 0,37).

Plusieurs autres prises de données faites pendant des expériences en deutons polarisés donnent les mêmes conclusions :

- efficacité des transitions compatibles avec 1,
- rapport des pouvoirs d'analyse effectifs incompatible avec les résultats de l'analyse en matrice R, mais compatible avec les pouvoirs d'analyse directement tirés de l'expérience.

IV.4. Mesure de la polarisation vectorielle et tensorielle du faisceau

En disposant d'un moniteur insensible à la polarisation du faisceau (lecture du courant sur la cible) on normalise les comptages intégrés $N^{ijk}_{D,G,O}$ tombant sur chaque détecteur, droit (D), gauche (G) ou à zéro degré (0) pour la source dans l'état i, j, k (Tableau 1). On tire à partir de la formule (9) :

$$T_{20}^{eff}(0°)\ \rho_{20}\left(\frac{3\cos^2\beta-1}{2}\right) = \frac{N_0^{--+} + N_0^{+-+} - N_0^{+++} - N_0^{-++}}{N_0^{--+} + N_0^{+-+} + N_0^{+++} + N_0^{-++}} \qquad (18)$$

$$i\sqrt{2}\ T_{11}^{eff}(120°)\ \rho_{10}\ \sin\beta\cos\phi = \frac{R-1}{R+1} = M \qquad (19)$$

$$R = \sqrt{\frac{(N_G^{-++} + N_G^{--+})(N_D^{+++} + N_D^{+-+})}{(N_G^{+++} + N_G^{+-+})(N_D^{-++} + N_D^{--+})}}\ .$$

Pour obtenir ces résultats, on a fait l'hypothèse que les degrés de polarisation sont les mêmes dans tous les états considérés de la source, ce qui est vrai seulement si les efficacités des différentes transitions sont proches de 1 (formules (14 et 15)). On a d'autre part supposé que les détecteurs droit et gauche étaient bien symétriques. Par contre les efficacités des détecteurs s'éliminent. D'autre part, le fait d'intégrer sur un angle solide non nul autour de zéro degrés, fait apparaître dans le comptage une dépendance en $T_{11} \cdot \rho_{10}(T_{11}(\theta)$ n'étant strictement nul qu'à zéro degrés). Cette dépendance est éliminée dans la formulation choisie pour extraire ρ_{20}.

Enfin, le sens positif de ρ_{10}, ρ_{20} est supposé donné par l'état 5. Seuls les états 5, 6, 7 et 8 sont utilisés. C'est en pratique ce que nous avons fait pour avoir le maximum de faisceau polarisé tensoriellement disponible sur le spectromètre. Quelques données ont été prises avec les 8 états en marche. On a pu alors étudier à partir de ce système redondant les efficacités des transitions.

L'erreur statistique (écart type) sur la quantité M est égale à :

$$\Delta M = \frac{1-M^2}{4} \sqrt{\sum_i \frac{1}{N_i}} \qquad (20)$$

où la somme sur i est étendue aux huit comptages bruts utilisés dans le calcul de M.

L'erreur sur les mesures de ρ_{10} et ρ_{20} tiendra compte de l'erreur statistique, de l'erreur sur la connaissance des pouvoirs d'analyse effectifs du polarimètre et enfin de la connaissance des angle β et ϕ. Ces erreurs seront composées statistiquement de façon indépendante.

V. DISPOSITIF EXPERIMENTAL : SPECTROMETRE SPES 4 ET DETECTION ASSOCIEE

V.1. Description (Fig. 5) [BAN 80, BER 81]

Le faisceau de deutons polarisés ayant été accéléré par le synchrotron et extrait sur l'éjection SD3, il est acheminé sous vide par une ligne optique de transport jusqu'à une cible liquide d'hydrogène de 38 mm d'épaisseur, placée en C1. Une cible vide identique peut être mise à la place par translation.

Un dipôle D3 placé après la cible permet de séparer les protons ou les deutons, correspondant à la diffusion élastique arrière, du faisceau direct ayant traversé la cible sans interaction. Ce dernier tombe sur un collimateur en plomb CA de 20 cm de longueur alors que les particules de rigidité sélectionnée par le dipôle D3 passent dans le trou de 40 mm × 40 mm de ce collimateur placé à 2850 mm de la cible ($\Delta\Omega \simeq 2 \times 10^{-4}$sr). Les particules ainsi pré-sélectionnées sont dispersées par deux dipôles D4 et D5 au niveau de l'image intermédiaire (II) puis par

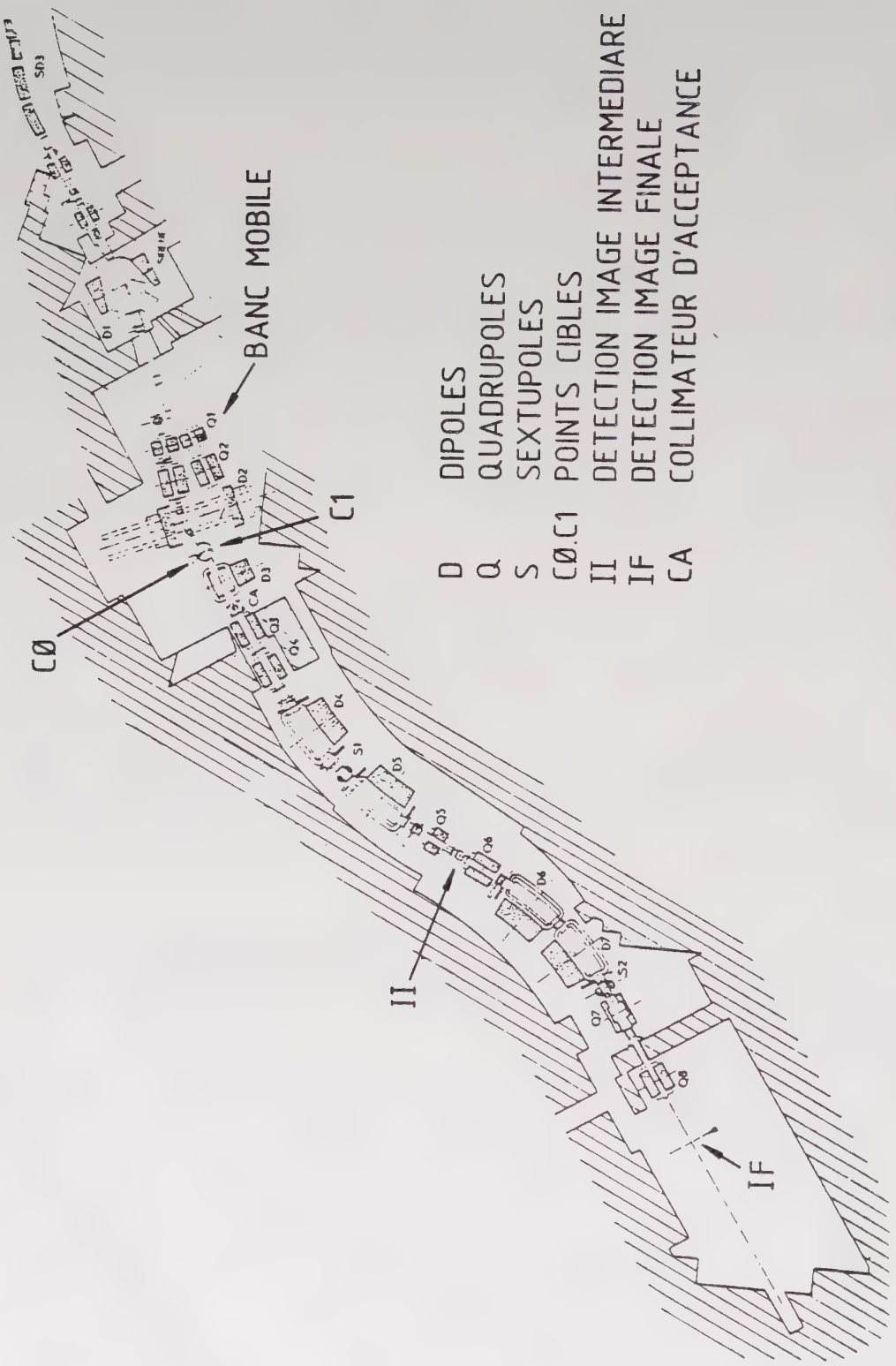


Fig. 5 - Ligne spectrométrique SPES 4.

les dipôles D6 et D7 au niveau de l'image finale (IF). Un ensemble de quadrupôles (Q) et de sextupôles (S) assurent les focalisations et le redressement de la focale à l'image finale. Nous avons travaillé en version B (acceptance en impulsion augmentée ($\Delta p/p \simeq \pm 4$ %), angle solide et résolution réduite) avec une détection constituée d'hodoscopes de scintillateurs à l'image intermédiaire et finale (Fig. 6). La résolution limitée par la largeur des scintillateurs à l'image finale est alors de 2×10^{-3} en impulsion. Par déplacement du banc de quadrupôles Q1, Q2 et du dipôle D2, on peut en ajustant convenablement le courant dans le dipôle D1 et dans ces aimants changer l'incidence du faisceau sur la cible (Fig. 7) ce qui permet alors de mesurer les pouvoirs d'analyse et section efficace de 0° à 20° environ dans le laboratoire, limite variant selon l'impulsion.

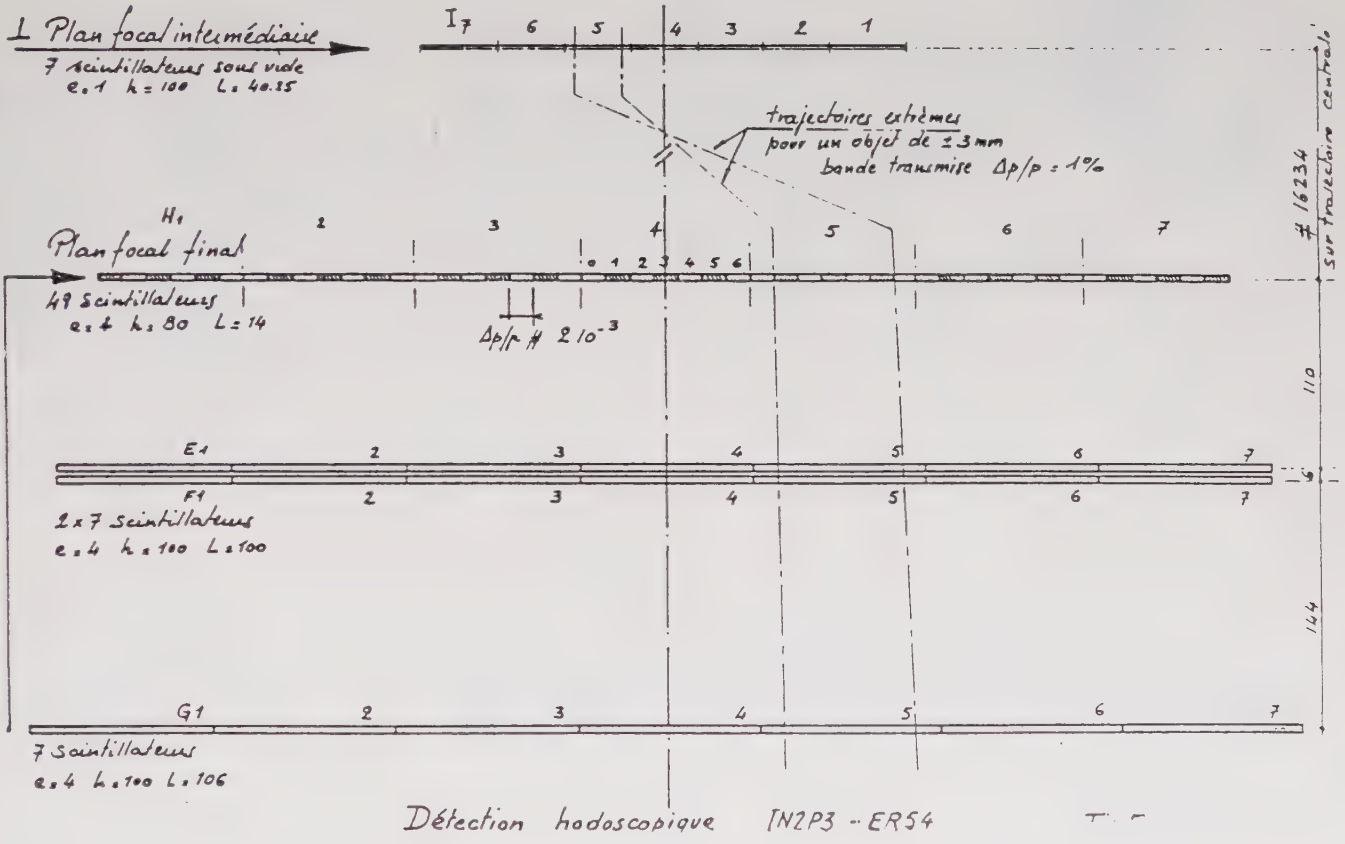


Fig. 6 - Compteurs à l'image intermédiaire et à l'image finale

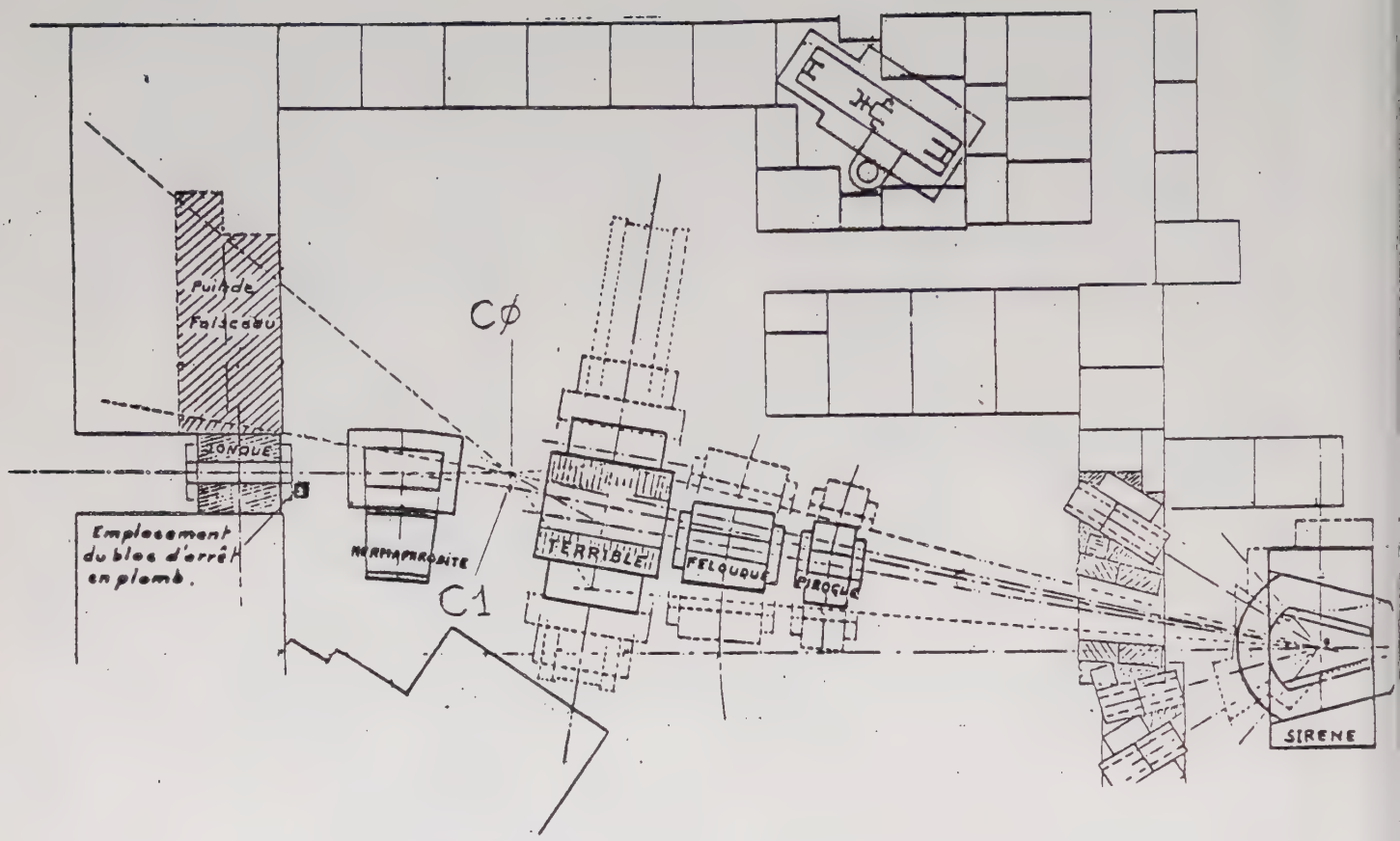


Fig. 7 - Zone de la cible de SPES 4. Dispositif permettant en position C1 de la cible, la détection à 0° et la mesure d'une distribution angulaire par déplacement des quadrupôles Q1 et Q2 et du dipôle D2.

V.2 Monitorage

Le monitorage était constitué d'une chambre à émission secondaire et d'une chambre à ionisation toutes deux situées avant la cible et d'une feuille mince de CH_2 de 140 µm située 8 m avant la cible et visée par deux télescopes de trois scintillateurs. Dans une telle expérience, le monitorage doit permettre de déceler les différences d'intensité éventuelles entre les différents états de polarisation du faisceau intégrées pendant une prise de données. En fait bien que nous ayons fait cette correction, elle reste toujours, dans les barres d'erreurs statistiques, compatible avec l'hypothèse d'égale intensité dans tous les états de polarisation (intégrée pendant une mesure de durée réaliste).

V.3. Identification des particules (Tableau 2)

De façon générale nous disposons de la rigidité magnétique imposée par le champ magnétique dans le spectromètre et plus finement par la position sur la focale, du temps de vol entre les compteurs à l'image intermédiaire et les compteurs à l'image finale (base de 16,2 mètres) et d'une mesure de perte d'énergie dans chaque scintillateur touché. L'identification soit des protons, soit des deutons ne pose pas de problème particulier, le rôle essentiel étant joué par la rigidité magnétique d'une part et le temps de vol d'autre part. Le fait d'observer un pic sur la focale à l'impulsion correspondant à la diffusion élastique arrière signe la réaction étudiée par rapport à toute réaction sur une cible parasite d'autre nature (carbone, oxygène, etc...), ces dernières contribuant au fond physique. La détection des deutons signe la réaction sans ambiguité.

La détection des protons de recul de p(d,p)d est du point de vue du comptage plus avantageuse que celle des deutons (on gagne plus d'un facteur 10 grâce au rapport des Jacobiens). Elle pose cependant un problème de résolution. En effet, l'énergie de liaison du deuton étant de 2,22 MeV, on ne peut plus séparer avec une résolution de 2×10^{-3} en impulsion le pic de diffusion élastique du début de l'espace de phase à trois corps lorsque l'impulsion des protons dépasse 1,3 GeV/c. Cependant ce problème est à envisager en fonction du comptage relatif entre pic de diffusion élastique et section efficace à trois corps pour les impulsions les plus hautes du proton.

Tableau 2

Deutons incidents		Diffusion élastique arrière $\theta^{d}_{CM} = 180°$					
T_d (MeV)	P_d (MeV/c)	T_d (MeV)	P_d (MeV/c)	$J=d\Omega_d^{lab}/d\Omega^{CM}$	T_p (MeV)	P_p (MeV/c)	$J=d\Omega_p^{lab}/d\Omega^{CM}$
300	1102	31	343	1,073	269	760	0,219
1000	2180	90	587	1,239	910	1593	0,168
1500	2807	123	690	1,358	1377	2117	0,144
2000	3392	151	767	1,477	1849	2625	0,126
2400	3842	170	816	1,572	2230	3026	0,114

V.4 Mesure et contrôle de la polarisation, courant dans SOLSPIN

Elle a été effectuée essentiellement pour la première période d'expérience par des mesures sur le polarimètre basse énergie (précédemment décrit) et effectuées entre chaque mesure sur le spectromètre. Sur l'ensemble de l'expérience (7 jours effectifs) la polarisation vectorielle aussi bien que tensorielle a été compatible avec une valeur constante en fonction du temps donnant un χ^2 par mesure de 0,94. On donne Figs. 8 et 9 les valeurs de ρ_{10} et ρ_{20} mesurées en fonction du temps pendant la première période d'expérience. Pendant la seconde période d'expérience (octobre 82) le contrôle de la polarisation du faisceau a été amélioré. Le dipôle situé devant le polarimètre était pulsé, permettant d'envoyer de façon répétitive pendant n cycles de Saturne le faisceau sur le polarimètre et pendant m cycles le faisceau dans le synchrotron (et donc sur la cible de SPES 4). Il y avait inhibition de tous les comptages pendant un cycle à la commutation. Les comptages du polarimètre acquis pendant une mesure selon ce principe étaient écrits sur bande magnétique avec l'ensemble des autres données ce qui permet un contrôle des variations dans le temps de la polarisation beaucoup plus précis. L'analyse donne qualitativement le même résultat que pour l'expérience de mai, à savoir que la polarisation aussi bien vectorielle que tensorielle est compatible avec une valeur constante en fonction du temps, le degré de polarisation de la source variant légèrement à chaque remise en marche de la source.

Pour utiliser correctement les mesures données par le polarimètre un problème reste à éclaircir. En effet pour des raisons techniques, le solénoïde SOLSPIN de redressement de spin n'a pas été utilisé à la valeur correcte pendant l'expérience de mai. Ces raisons sont essentiellement un refroidissement insuffisant et un rôle focalisateur ayant conduit à l'optimisation de la ligne de transport entre la source et le LINAC pour une valeur de 15 ± 0,3 A.

Pour analyser cette première partie de l'expérience, nous nous sommes basés d'une part sur la valeur du courant de SOLSPIN expérimentalement correcte pour les protons (I = 4,29 A ± 0,03) ce qui conduisait à mettre 19,76 A pour les deutons, d'autre part sur la connaissance magnétique du solénoïde qui conduisait à utiliser 19,6 A pour les deutons. La valeur moyenne adoptée 19,6 A pour l'analyse étant relativement différente de la valeur utilisée pendant l'expérience de mai (15 A), nous avons étudié expérimentalement pendant l'expérience d'octobre la variation des réponses du polarimètre et de la mesure sur le spectromètre en fonction du courant dans SOLSPIN .

V.4.1 *Théorie*

Appelons θ_S l'angle entre l'axe de symétrie de la population de deutons et la verticale à la sortie du solénoïde. On l'écrit en fonction du courant I

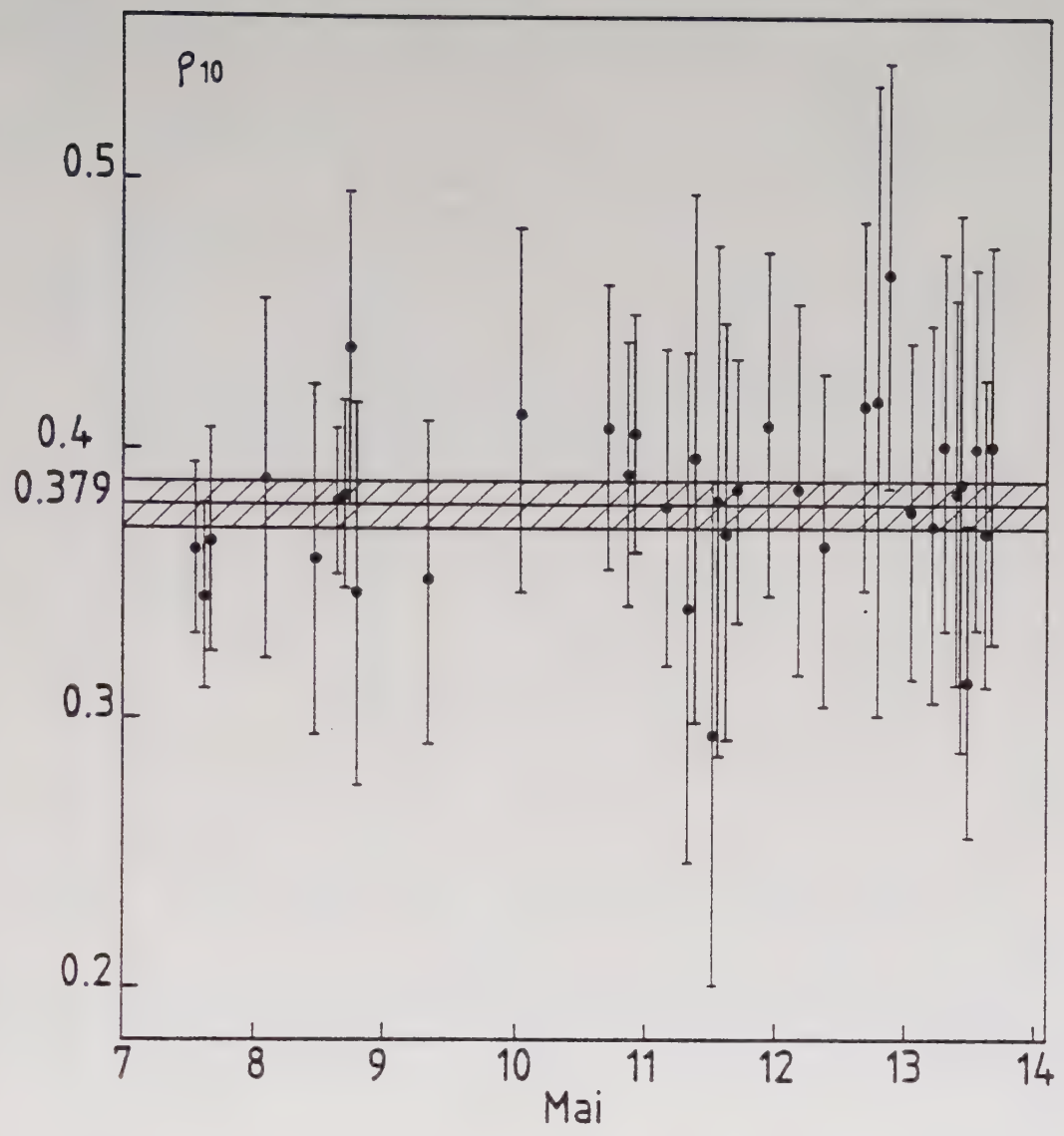


Fig. 8 - Variation au cours du temps de la polarisation vectorielle du faisceau mesurée avec une valeur arbitraire du pouvoir d'analyse vectoriel ($A_y(120°)$ = 0,191). La valeur moyenne et son écart type sont tracés.

dans SOLSPIN et de deux courants caractéristiques I_0 et I_M :

$$\theta_S = \frac{\pi}{2}\left(\frac{I_M - I}{I_M - I_0}\right) \qquad (21)$$

Avant d'arriver sur le polarimètre, le moment magnétique des deutons va subir une précession autour des champs magnétiques verticaux rencontrés dans les dipôles de la ligne d'injection (Fig. 3). On calcule facilement à partir de la précession de Larmor que le plan vertical contenant le moment magnétique tourne d'un angle

$$\theta_p = \alpha\left[g_d \frac{m_d}{2m_p} - 1\right] = -\,0{,}1428\ \alpha \qquad (22)$$

en fonction de α l'angle de déviation du faisceau. Le signe moins signifie qu'en pratique θ_p est dans le sens opposé à celui de la Fig. 10.

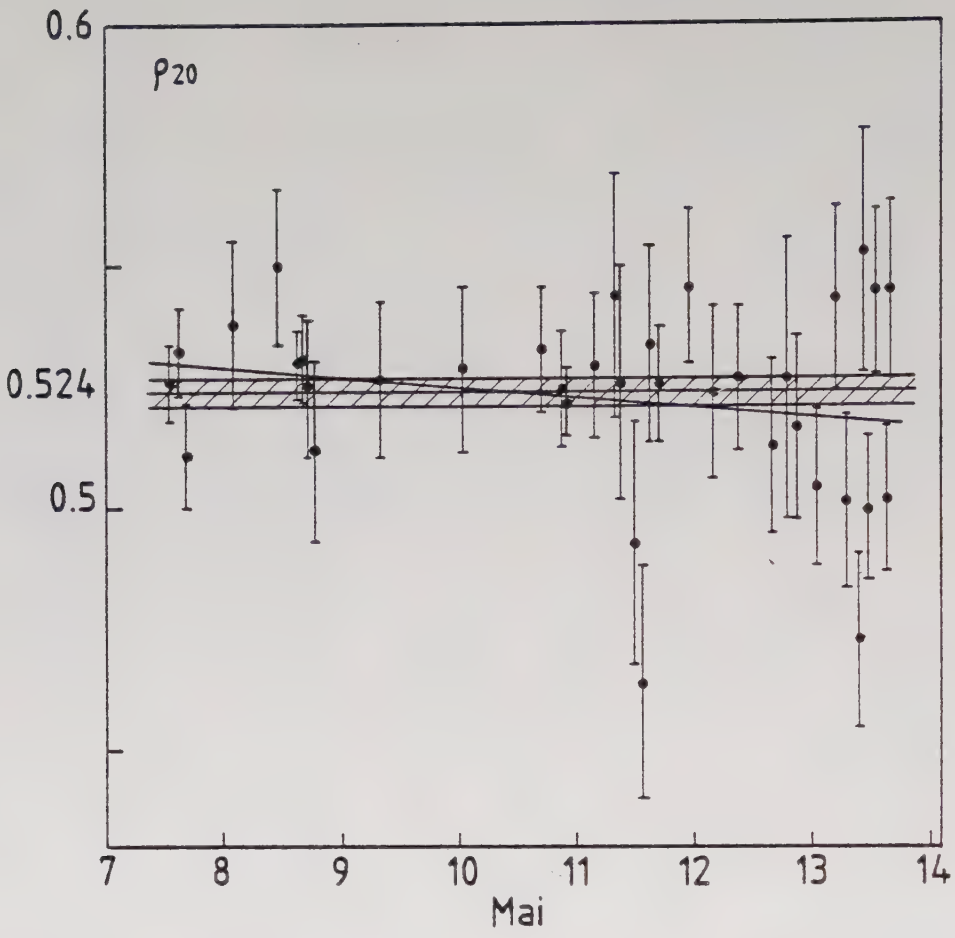


Fig. 9 - Variation au cours du temps de la polarisation tensorielle du faisceau mesurée avec une valeur arbitraire du pouvoir d'analyse tensoriel ($A_{yy}(0°)$ = 0,528). La valeur moyenne et son écart type sont tracés ainsi que la droite de régression.

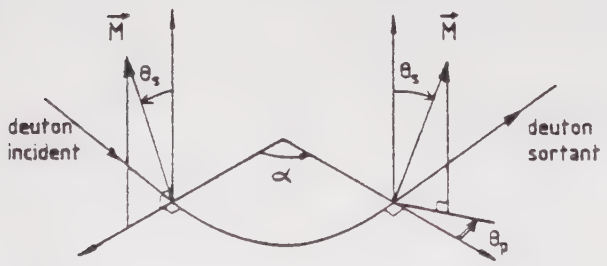


Fig. 10 - Particule déviée par un champ magnétique vertical ; précession de son moment magnétique $\vec{\mathcal{M}}$.

Précisons que nous remplaçons l'axe de symétrie de la population de spin des deutons (ou de moment magnétique) par un moment magnétique unique $\mathcal{M}$ aligné sur cet axe. Le mouvement subi par tous les moments magnétiques est le même ; il suffit donc de suivre le mouvement de l'axe de symétrie pour connaître l'évolution d'ensemble de la matrice densité qui reste inchangée dans son système propre.

Dans notre cas $\alpha = 102°5$ d'où $\theta_p = 14°64$.

On passe facilement des angles θ_s, θ_p aux angles β et ϕ de la formule (9) par les relations

$$\cos\beta = - \sin\theta_s . \sin\theta_p$$

$$\mathrm{tg}\phi = \mathrm{tg}\theta_s . \cos\theta_p$$

On a de plus :

$$\sin\beta \cos\phi = \cos\theta_s .$$

Le faisceau de deuton est ensuite accéléré à 10 MeV par l'accélérateur linéaire LINAC, injecté sur plusieurs tours dans la machine, accéléré à l'énergie désirée puis éjecté pendant quelques centaines de millisecondes. Le moment magnétique des deutons qui fait à l'injection un angle moyen θ_s avec la verticale va subir une précession autour du champ magnétique principal (vertical) d'un angle dépendant du temps passé dans la machine ou du nombre de tours effectués. Cet angle est de -51°4 à chaque tour (formule 22). La population de deutons correspondant à un paquet de particules accélérées conjointement comprend des deutons ayant fait un nombre de tours très différent dans la machine à cause de l'injection et de l'éjection. Leurs moments magnétiques sont donc répartis au hasard autour de la verticale qui devient ainsi le nouvel axe de symétrie de la population donc de la matrice densité écrite avec l'axe de quantification vertical. Cette fois le mouvement individuel des moments magnétiques est différent et la matrice densité est transformée. Pour trouver cette nouvelle matrice on doit :

- l'écrire dans le système à axe de quantification vertical,
- faire la moyenne sur l'angle de précession θ_p.

Les matrices de rotations nous permettent le changement de système [RAY 65]

$$\rho'_{\lambda\mu} = D^{\lambda}_{0\mu}(0,-\theta_s,-\theta_p)\ \rho_{\lambda 0}$$

$$D^{1}_{00} = \cos\theta_s \qquad\qquad D^{\lambda}_{0\mu} = f(-\theta_s)\ e^{i\mu\theta_p}$$

$$D^{2}_{00} = \frac{1}{2}\left[3\cos^2\theta_s - 1\right] .$$

La moyenne sur θ_p entre 0 et 2π entraîne

$$\rho'_{\lambda\mu\neq 0} = 0$$

$$\rho'_{10} = \rho_{10}\cos\theta_s \qquad (23)$$

$$\rho'_{20} = \frac{3\cos^2\theta_s - 1}{2}\,\rho_{20}$$

(Remarquons que

$$\rho'_{10} = \rho_{10} \sin\beta \cos\phi$$

la mesure du polarimètre basse énergie donne donc sans correction la valeur de ρ'_{10}).

Pour cette expérience, la matrice densité envoyée sur la cible de haute énergie correspond donc à un axe de symétrie vertical et est définie par les paramètres ρ'_{10} et ρ'_{20} de polarisation vectorielle et tensorielle

L'expérience de mai donne alors en supposant I_M = 19,7 A et I_0 = 0 A une polarisation intrinsèque du faisceau à partir des pouvoirs d'analyse du polarimètre provenant de l'analyse en matrice R

$$\rho_{10} = 0{,}4035 \pm 0{,}019 \qquad \rho_{10}/\rho_{10}^{max} = 98{,}8 \pm 4{,}8\ \%$$
$$\rho_{20} = 0{,}5406 \pm 0{,}022 \qquad \rho_{20}/\rho_{20}^{max} = 76{,}5 \pm 3{,}1\ \% \qquad (24)$$

et à partir des pouvoirs d'analyse expérimentaux

$$\rho_{10} = 0{,}385 \pm 0{,}019 \qquad \rho_{10}/\rho_{10}^{max} = 94{,}3 \pm 4{,}5\ \%$$
$$\rho_{20} = 0{,}600 \pm 0{,}025 \qquad \rho_{20}/\rho_{20}^{max} = 85{,}0 \pm 3{,}5\ \% \ . \qquad (25)$$

La polarisation du faisceau après accélération est donnée par :

$$\rho'_{10} = 0{,}930 * \rho_{10}$$
$$\rho'_{20} = 0{,}799 * \rho_{20} \ .$$

Le fait de ne pas avoir redressé totalement la matrice densité avec le solénoïde faisait donc perdre 20 % de la polarisation tensorielle. Cette correction n'étant pas petite, nous avons étudié pendant l'expérience d'octobre les réponses du polarimètre et des mesures sur le spectromètre en fonction du courant de SOLSPIN.

V.4.2 *Etude expérimentale*

En utilisant les états 2 et 3 de la source donnant uniquement de la polarisation vectorielle on a étudié la réponse du polarimètre en fonction du courant dans SOLSPIN. Ces mesures ont été faites à une tension de la plate-forme de 330 kV au lieu de 368 kV habituellement utilisé et ceci pour des raisons de claquage. A chaque courant de SOLSPIN, l'optique focalisatrice sur la plate-forme était réajustée pour optimiser l'intensité du faisceau tombant sur le polarimètre, ce qui a permis de grandes variations du courant dans SOLSPIN. On attend alors une section efficace de la forme :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)^{G}_{D} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{0}(\theta)\left[1 \pm \sqrt{\frac{3}{2}}\, A_y(\theta)\, \rho_{10}\, \cos\theta_S\right]$$

En adoptant la valeur $A_y(120°) = 0{,}202$ on peut vérifier la loi de variation de M (formule 19) en fonction de I (χ^2 par point 1,34) et déterminer (Fig. 11)

$$I_M = 18{,}98\ A \pm 0{,}80$$
$$I_0 = 0{,}43\ A \pm 0{,}24\ .$$

Le degré de polarisation est trouvé égal à 91,9 % de la polarisation vectorielle maximale.

Nous avons également étudié la mesure du pouvoir d'analyse tensoriel de la réaction de diffusion élastique sur proton pour une énergie de 500 MeV des deutons et à un angle centre de masse de 170° en fonction de I dans SOLSPIN mesurée avec le spectromètre SPES 4.

La quantité

$$X_T = -\frac{3\cos^2\theta_S - 1}{2}\,\rho_{20}\,\frac{A_{yy}(170°)}{\sqrt{2}}$$

est mesurée à l'aide du spectromètre par combinaison linéaire des comptages normalisés obtenus pour les différents états de polarisation de la source.

On peut soit considérer que pendant ces mesures la polarisation intrinsèque ρ_{20} du faisceau ne change pas, soit utiliser pour chaque mesure la polarisation donnée par le polarimètre acquis simultanément. Les deux analyses sont en très bon accord et donnent (Fig. 12) :

$I_M = 18{,}32 \pm 0{,}64\ A$ $\qquad \chi^2 = 0{,}362$

$I_0 = 1{,}34 \pm 0{,}45\ A$

en supposant ρ_{20} constant

$I_M = 18{,}25 \pm 0{,}75\ A$ $\qquad \chi^2 = 0{,}271$

$I_0 = 1{,}50 \pm 0{,}45\ A$

en utilisant les mesures du polarimètre.

L'optimum de ce que l'on peut tirer de l'analyse consiste à rechercher simultanément I_M et I_0 à partir des données vectorielles acquises sur le polarimètre et des données tensorielles acquises sur le spectromètre avec cependant un degré de polarisation différent pour les deux groupes de mesures séparés dans le temps par un arrêt de la source polarisée. On trouve alors comme meilleure caractéristique de SOLSPIN adoptée pour l'analyse définitive de l'ensemble des résultats :

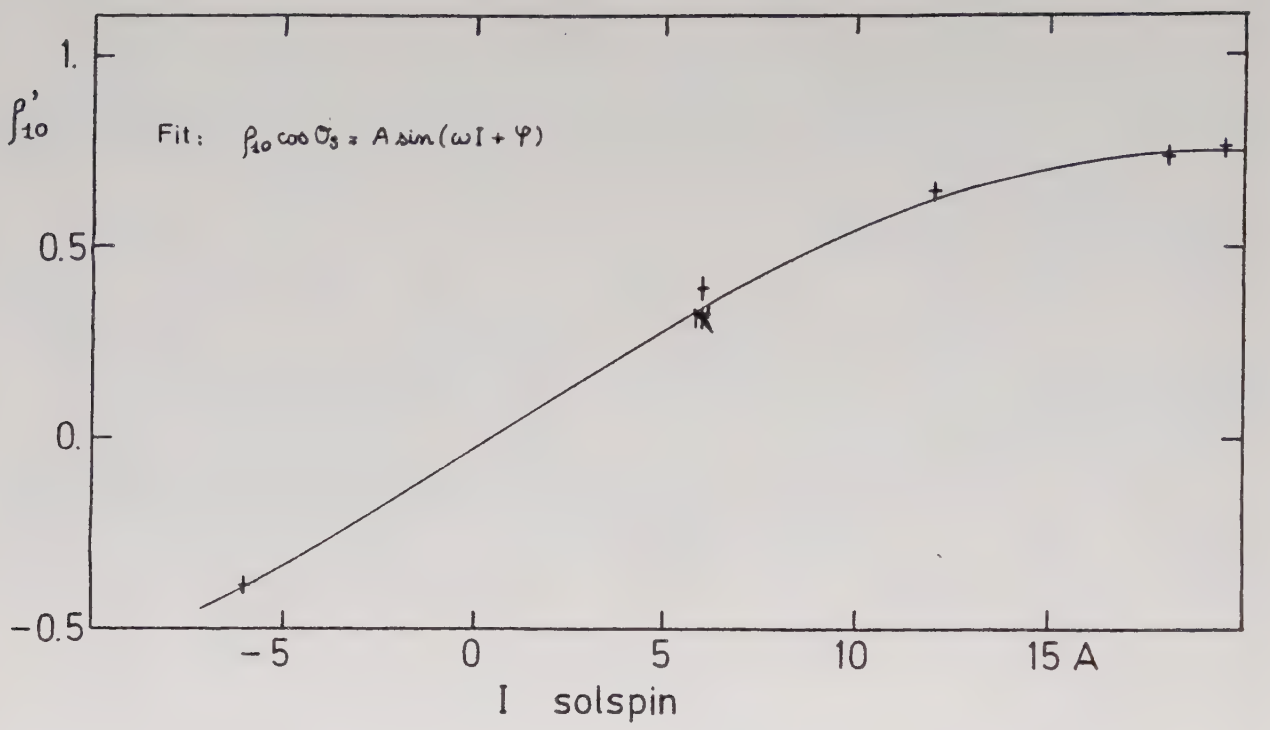


Fig. 11 - La quantité M (formule 19) mesurée sur le polarimètre est tracée pour différentes valeurs du courant de Solspin.

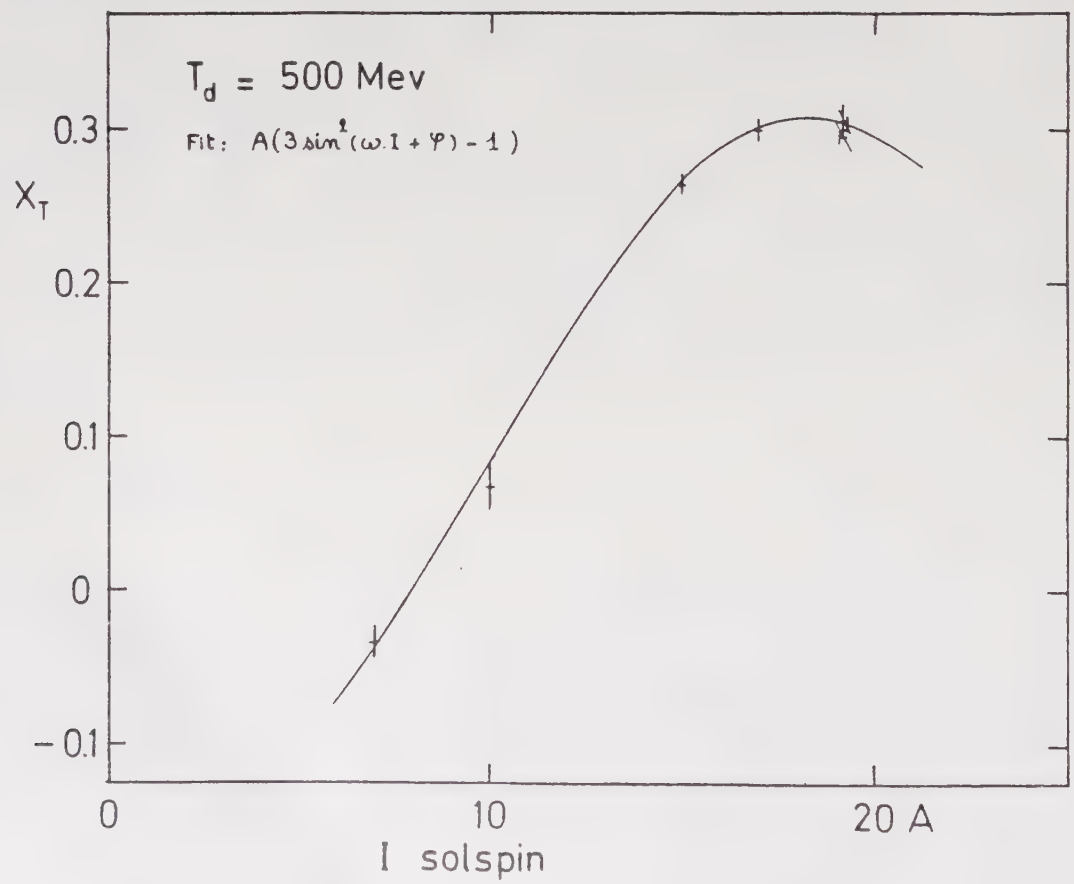


Fig. 12 - La quantité X_T mesurée avec le spectromètre pour une énergie de 500 MeV des deutons est tracée en fonction du courant dans Solspin.

$$I_M = 18,72 \pm 0,28 \text{ A}$$

$$I_\varphi = 0,59 \pm 0,21 \text{ A} \qquad (26)$$

χ^2/degré de liberté = 1,04 .

Le résultat le plus surprenant est sans doute de trouver que sans courant dans SOLSPIN, l'axe de symétrie de la matrice densité est hors du plan horizontal d'un angle (2°,93 ± 1°,07) ce qui semble relativement important. D'autre part cette étude nous permet de vérifier les lois utilisées tant au niveau du polarimètre qu'au niveau du spectromètre pour tenir compte du courant dans SOLSPIN et de corriger précisèment l'expérience de mai 82. Il faut multiplier les données (T_{20} ou A_{yy}) de notre publication [ARV 83] par 0,957, l'erreur globale sur tous les points étant à cause de SOLSPIN de ± 2 % environ pour l'expérience de mai réalisée avec un courant de 15 A. Pour les points d'octobre ceux que nous avons retenus ont été obtenus à I = 17,7 ; 18,8 ; 19,2 A. L'erreur de normalisation due à cette contribution n'excède jamais dans ce cas 0,5 %. Rappelons qu'aucune correction ne s'applique pour les données vectorielles à cause de SOLSPIN car le polarimètre permet de mesurer directement la polarisation vectorielle du faisceau obtenue après accélération

$$\rho'_{10} = \rho_{10} \sin\beta \cos\varphi \ .$$

V.5 Dépolarisation des deutons pendant l'accélération

Le fait de n'avoir qu'un polarimètre à basse énergie avant accélération des deutons pose le problème d'éventuelle dépolarisation des deutons pendant l'accélération. Au point de vue du principe, la présence de composantes horizontales de champs magnétiques dans le synchrotron peut entraîner pendant l'accélération une précession aléatoire des moments magnétiques entraînant une égalisation plus ou moins importante des populations M=0, +1, -1 (exprimées par rapport au champ magnétique principal vertical). Ce problème a été étudié soigneusement [FRO 59, GRO 79, GRO 82] car il est crucial de le résoudre pour l'accélération des protons polarisés. Les résonances de dépolarisation sont données par :

$$\gamma G = p + n\,\nu_X + m\,\nu_Z$$

où p, n et m sont des nombres entiers, ν_X et ν_Z les nombres d'onde transversaux et le facteur G donné par :

$$G_d = g_d \frac{m_d}{2m_p} - 1 = -0,1428 \qquad (G_p = 1,7935) \ .$$

La valeur beaucoup plus faible de G pour les deutons par rapport à celle des protons rejette les résonances envisageables dans la gamme d'énergie de Saturne vers des multipôles d'ordre élevé du développement multipolaire du champ magnétique. Ce sont donc des composantes très faibles de champ magnétique qui peuvent produire une dépolarisation et que l'on connait expérimentalement grâce aux mesures de cartes de champ magnétique. La seule résonance envisageable pour les deutons est donnée par (p=7, n=m=-1). La composante de champ magnétique correspondante peut être donnée par un hexapôle ou par le champ de fuite d'un quadrupôle. Compte tenu de $\nu_X \simeq 3{,}627$ et $\nu_Z \simeq 3{,}607$ on attend cette résonance pour des deutons de 1200 MeV sans pouvoir bien préciser à plus ou moins 100 MeV cette énergie à cause de la méconnaissance de ν_X et ν_Z en valeur absolue. En fait cette résonance est très étroite (± 1 MeV) et ne peut avoir une influence que si les particules stationnent longuement à cette valeur précise d'énergie, c'est-à-dire pendant le plateau d'extraction. Le pire des cas réalistes donne alors une dépolarisation de 3×10^{-4}.

Expérimentalement, nous avons essayé à T_d = 1200 MeV de nous placer sur cette résonance. Nous avons essayé de la traverser lentement en faisant varier le nombre d'onde ν_Z sur le plateau d'extraction. En fait cette traversée est toujours du même ordre de vitesse que la traversée obtenue pendant l'accélération. Aucune des six mesures effectuées sur le spectromètre à une précision statistique de ± 2 % n'a donné de changement notable de A_{yy}. D'autre part, une résonance du même type pour les protons (p=10, n=m=-1) a été expérimentalement vainement recherchée quoique son effet dépolarisant soit théoriquement plus important (4×10^{-3}). En résumé on peut dire qu'il n'y a aucune dépolarisation des deutons accélérés dans SATURNE. Tomber sur la seule résonance envisageable très étroite (± 1 MeV) serait un malheureux hasard (1200 MeV ± 100 MeV) produisant une dépolarisation invisible dans la plupart des cas (3×10^{-4}). Elle ne peut en aucun cas produire une structure large (100 MeV) dans les données.

VI. MESURES FAITES AVEC LE SPECTROMETRE ET RESULTATS

Nous avons principalement utilisé les états 5, 6, 7 et 8 de la source pendant l'expérience. Le spectromètre analysait les particules soit strictement à 0° soit à des angles correspondant à une diffusion à gauche (Fig. 7). L'axe de symétrie de la population de deutons étant vertical, la section efficace est donc donnée par la formule (10) avec ϕ égal à 0°. Disposant de comptages N^{ijk} intégrés pendant la mesure et normalisés grâce à un moniteur insensible à l'état de polarisation (chambre à ionisation ou émission secondaire) on peut calculer les trois quantités :

$$X_T = \rho'_{20}\left[\frac{T_{20}(\theta)}{2} + \sqrt{\frac{3}{2}}\,T_{22}(\theta)\right] = \frac{N^{-++} + N^{+++} - N^{--+} - N^{+-+}}{N^{-++} + N^{+++} + N^{--+} + N^{+-+}}$$

$$X_V = i\sqrt{2}\,T_{11}(\theta)\,\rho'_{10} = \frac{N^{--+} + N^{-++} - N^{+-+} - N^{+++}}{N^{--+} + N^{-++} + N^{+-+} + N^{+++}}$$

$$X_\phi = 0 = \frac{N^{--+} + N^{+++} - N^{+-+} - N^{-++}}{N^{--+} + N^{+++} + N^{+-+} + N^{-++}}\ .$$

Ces valeurs s'obtiennent en supposant que la valeur absolue des polarisations est la même dans tous les états, ce que confirment les analyses détaillées des comptages sur le polarimètre.

La polarisation vectorielle et tensorielle du faisceau étant connue grâce au polarimètre, on peut en tirer les pouvoirs d'analyse de la réaction. Rappelons que T_{22} tend vers zéro à angle de diffusion nul avec une pente égale à zéro et que de plus ce terme varie comme cos2ϕ dans la section efficace. On élimine donc sa contribution dans la mesure de T_{20} à zéro degrés par un diaphragme carré ou circulaire. La cible liquide d'hydrogène présentant des cibles parasites (écrans et paroies de HAVAR, titane, aluminium), nous avons mesuré grâce à un appendice identique mais vide d'hydrogène la contribution au comptage de la cible vide pour chaque prise de données. Les comptages ci-dessus sont donc en fait pour chaque état :

$$N^{ijk} = \frac{N_{CP}^{ijk}}{M_{CP}^{ijk}} - \frac{N_{CV}^{ijk}}{M_{CV}^{ijk}}$$

où N_{CP} et N_{CV} représentent les comptages bruts par état, cible pleine (CP) et cible vide (CV), extraits des spectres dans les mêmes conditions et M_{CP}, M_{CV} les comptages correspondant d'un moniteur.

En posant :

$$\alpha^{ijk} = \frac{M_{CP}^{ijk}}{M_{CV}^{ijk}}$$

l'erreur statistique sur la quantité X s'écrit :

$$\Delta X = \frac{1-X^2}{4}\sqrt{\sum_{i=1}^{4}\frac{N_{CP}^{i} + N_{CV}^{i}\,(\alpha^i)^2}{(N_{CP}^{i} - \alpha^i\,N_{CV}^{i})^2}}\ .$$

On remarque que les quantités mesurées étant des rapports de comptage, elles sont indépendantes des efficacités et de l'angle solide de détection. La contribution de la cible vide doit être prise en principe à des impulsions de la particule détectée, augmentées de la perte d'énergie dans l'hydrogène. En fait, dans notre cas les spectres en impulsion des comptages cible vide ont toujours été plats, et cet effet, quoique testé, a été négligé dans la plupart des cas. Les comptages cible vide ne présentent de plus aucune asymétrie.

La détection des deutons, défavorable du point de vue taux de comptage, signe parfaitement la réaction. Un spectre cible pleine moins cible vide typique est présenté Fig. 13, le comptage normalisé cible vide étant dans la plupart des cas deux fois plus faible que le signal.

La résolution est donnée en première approximation par la perte d'énergie dans la cible. La faible énergie des deutons détectés rend aux petites énergies le pic trés étalé sur la focale ; il reste cependant identifiable pour des énergies incidentes de 1 GeV.

Les spectres obtenus en détectant les protons (Fig. 13) présentent un pic de diffusion élastique (correspondant aux événements que nous voulons compter) et à impulsion plus petite, une bosse correspondant à l'éclatement du deuton et commençant donc à 2,22 MeV au-dessus du pic. De plus aux énergies les plus petites, nous observons un pic secondaire, correspondant à l'interaction dans la voie finale entre proton et neutron non observés. Ces événements sont cinématiquement identiques à une diffusion inélastique $d + p \rightarrow p + d^*$ avec le deuton final excité à 5 MeV environ. La résolution de l'appareillage ne permet pas par mesure de l'impulsion des protons de séparer la diffusion élastique de ce type d'événements pour des énergies incidentes supérieures à 800 MeV environ. Cependant, le jacobien très favorable dans le cas de détection des protons par rapport à la détection des deutons augmente le taux de comptage d'un facteur 5 à 12. La contribution cible vide devient beaucoup plus faible que dans le cas des deutons (entre 1 % et 10 % selon les énergies). Enfin l'énergie des protons permet d'avoir une perte d'énergie moins importante dans la cible donc un pic plus concentré sur la focale.

Pour l'ensemble de ces raisons et malgré le problème de résolution, nous nous sommes efforcés de détecter les protons. Nous avons fait les vérifications suivantes :

- aux énergies de 1400 MeV et 1600 MeV, nous avons détecté les deux types de particules ; les valeurs de T_{20} extraites sont en parfait accord dans les limites de la précision statistique. La section efficace mesurée avec les deux types de particules est également identique après soustraction d'un bruit de fond sous

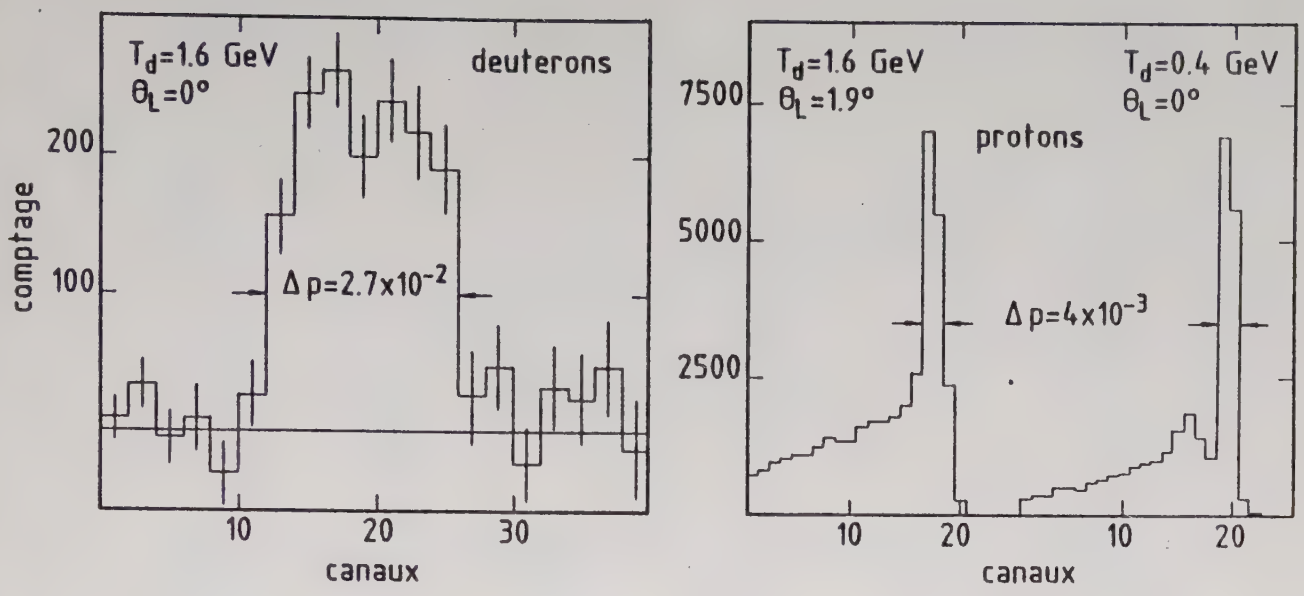


Fig. 13 - Spectres détectés à l'image finale (comptage cible pleine moins cible vide).

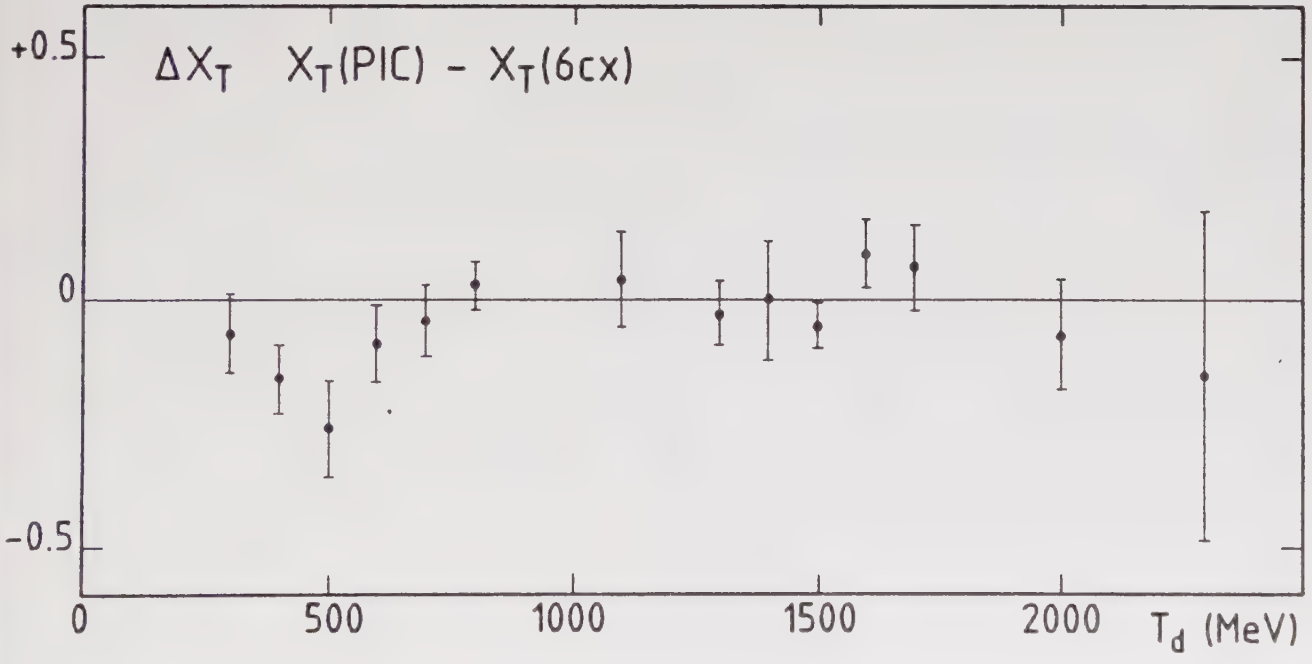


Fig. 14 - Différence entre le pouvoir d'analyse tensoriel mesuré à partir du pic de diffusion élastique et le pouvoir d'analyse mesuré sur six canaux voisins (diffusion inélastique) du spectre des protons.

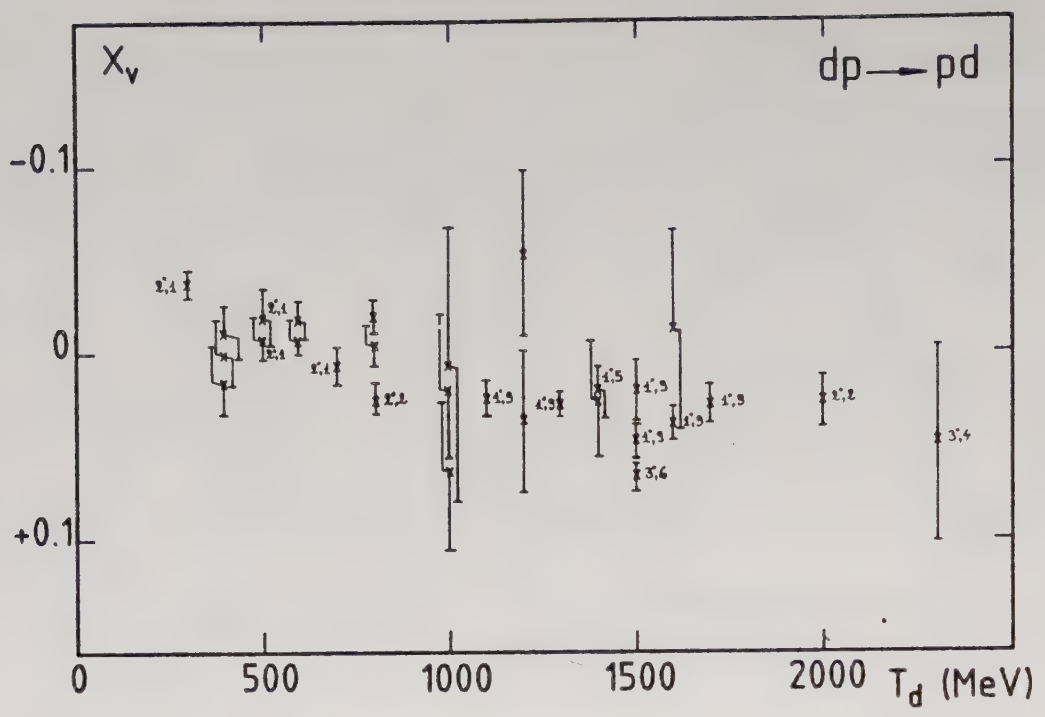


Fig. 15 - Pouvoir d'analyse X_V (défini dans le texte) en fonction de l'énergie du deuton incident et de l'angle de détection dans le laboratoire.

le pic proton de 20 % du comptage et correspondant à la moyenne entre les comptages à droite et à gauche du pic ;

- la mesure de T_{20} est faite en protons par intégration du comptage de trois compteurs de l'image finale (trois "canaux" sur la Fig. 13). La même mesure faite à partir du comptage des six canaux voisins (côté de plus basse impulsion), donne une valeur de la polarisation tensorielle identique à celle du pic élastique (Fig. 14) dans les limites de la statistique à part autour de 500 MeV où une légère différence est observée. Ce fait rend possible la mesure de T_{20} en détectant les protons avec une excellente précision, puisque le fond physique (contribution de l'espace de phase à trois corps et interaction dans la voie finale) contribuant au plus à 20 % du pic élastique intégré a lui-même un pouvoir d'analyse très proche de celui-ci. Ce fait n'est d'ailleurs pas parfaitement compris théoriquement. On peut seulement dire qu'un calcul en ondes planes supposant le transfert direct d'un neutron donne bien pour T_{20} une expression pour le deuton final supposé dans l'état

S=0 J=0 T=1

identique à celle obtenue avec un deuton normal (état S plus état D).

L'expression de T_{20} est identiquement nulle pour le deuton final dans l'état :

S=1 J=1 T=0 L=0 .

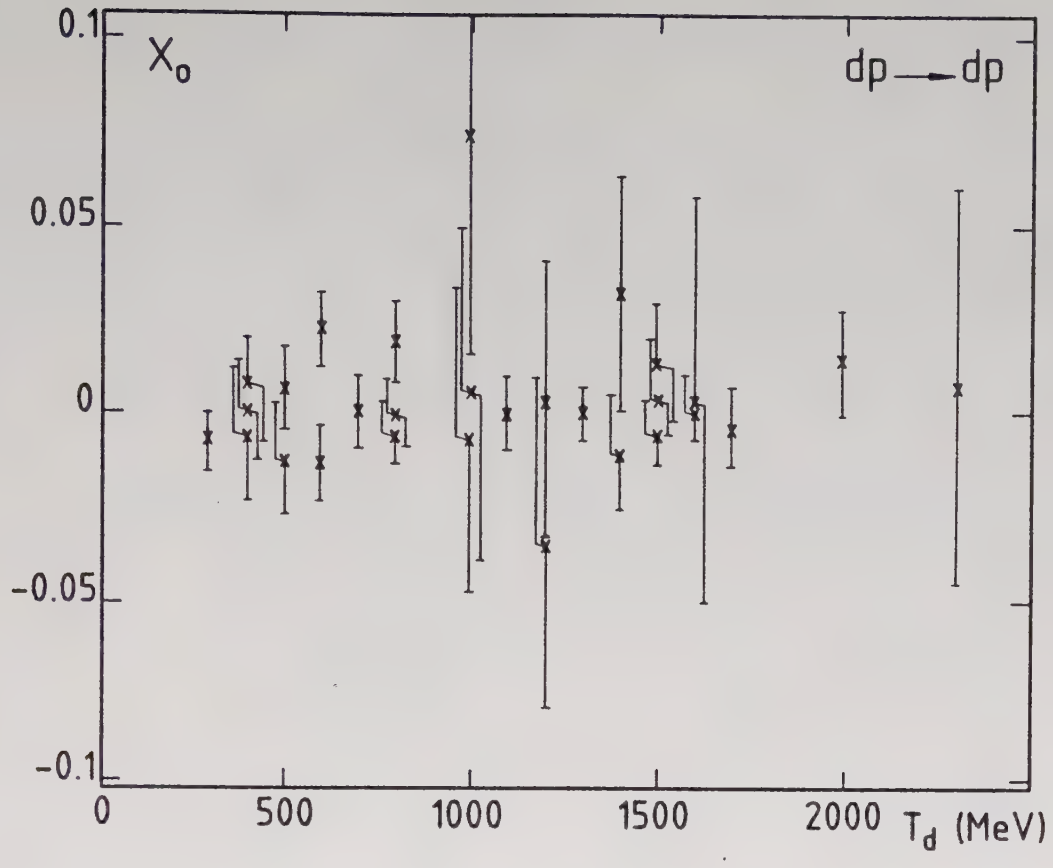


Fig. 16 - Quantité X_ϕ définie dans le texte en fonction de l'énergie des deutons incidents.

Il faut cependant faire la remarque suivante :

- aux énergies supérieures à 1600 MeV, en dehors des arguments de continuité ou de variation supposée douce, rien ne permet d'exclure une variation importante du pouvoir d'analyse du fond physique intégré dans le pic de diffusion élastique et venant perturber notre mesure.

- Des mesures faites à de petits angles autour de 180°CM montrent que la valeur de T_{20} (plus le début de la contribution de T_{22}) reste stable jusqu'à des valeurs de 2° à 3° (Table 3) alors que le pouvoir d'analyse vectoriel (i T_{11}) commence à différer sensiblement de zéro (Fig. 15). On remarque d'ailleurs que le signe de ce pouvoir d'analyse doit changer autour de 600 MeV environ. Les valeurs de X_0 restent dans tous les cas compatibles avec zéro (Fig. 16). Aux énergies les plus grandes (1700 MeV, 2000 MeV et 2300 MeV) nous avons seulement mesuré des angles de 2° à 3° dans le centre de masse, la mesure à zéro degrés stricte devenant beaucoup plus difficile à cause d'un fond physique important lié au bruit généré par le faisceau incident tombant sur le collimateur d'entré du spectromètre (rappelons que 2° dans le centre de masse correspondent à environ 5° dans le laboratoire à ces énergies).

Nous présentons dans le Tableau 3 et la Fig. 17 l'ensemble des mesures de T_{20}. Ces valeurs représentent la somme pondérée par l'erreur statistique de différentes mesures prises au même angle et en détectant le même type de particule. En particulier lors de la prise de données d'octobre 82, la structure à 1000-1400 MeV a été parfaitement retrouvée et confirmée ainsi que la normalisation absolue de l'expérience en prenant pour base de l'effet de SOLSPIN les formules (21) et (23) et les valeurs numériques (26). Nous donnons dans la dernière colonne du tableau les moyennes pondérées portant sur les mesures faites pour un angle de diffusion dans le centre de masse compris entre 170° et 180° soit en détectant les protons, soit en détectant les deutons.

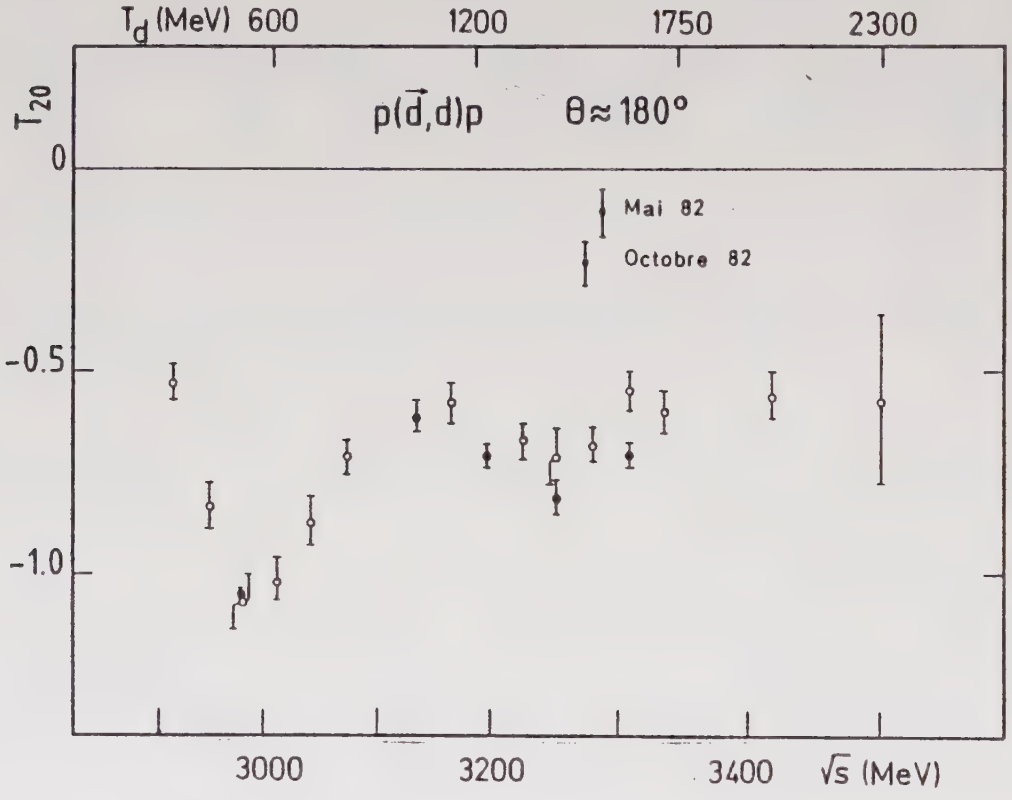


Fig. 17

Les erreurs figurant dans le tableau correspondent à la précision statistique et à l'incertitude due au courant utilisé dans le solénoïde SOLSPIN. Cette partie de l'erreur est d'ailleurs négligeable pour les données prises à un courant voisin de 18,7 A. L'erreur globale de normalisation absolue provient de la connaissance de la polarisation du faisceau. Nous l'estimons de l'ordre de ± 10 %. Nous remarquons d'une part l'accord entre les mesures faites par détection de deutons avec celles obtenues par détection des protons. D'autre part, la variation angulaire de T_{20} entre 180° et 170° est faible (la dérivée de T_{20} par rapport à θ est au voisinage de 180° nulle par raison de symétrie, ainsi que celle de T_{22}, ce dernier pouvoir d'analyse étant égal à zéro à 180°).

Tableau 3

T_d(GeV)	Particule détectée	θ_{lab}	θ_{CM}	$-t$ $(GeV/c)^2$	$-t$ (180°)	$T_{20} \pm \Delta T_{20}$	Moyenne pondérée
0,3	p	2,1	175,0	0,504	0,505	-0,525 ± 0,042	-0,525 ± 0,042
0,4	p	0,0	180,0	0,674	0,674	-0,827 ± 0,057	-0,827 ± 0,057
0,5	p	2,1	175,3	0,844	0,845	-1,069 ± 0,073	-1,061 ± 0,013
0,5	p	4,5	170,0	0,839	0,845	-1,051 ± 0,021	
0,5	p	2,1	175,3	0,844	0,845	-1,068 ± 0,017	
0,6	p	0,0	180,0	1,017	1,017	-1,016 ± 0,063	-1,016 ± 0,063
0,7	p	2,1	175,1	1,186	1,189	-0,873 ± 0,062	-0,873 ± 0,062
0,8	p	2,2	174,8	1,358	1,361	-0,725 ± 0,053	-0,707 ± 0,036
0,8	p	0,0	180,0	1,361	1,361	-0,692 ± 0,047	
1,0	p	8,2	160,0	1,657	1,708	-0,684 ± 0,021	-0,684 ± 0,021
1,0	p	0,0	180,0	1,708	1,708	-0,608 ± 0,036	-0,616 ± 0,034
1,0	d	0,0	180,0	1,708	1,708	-0,692 ± 0,111	
1,1	p	1,9	175,3	1,879	1,883	-0,579 ± 0,053	-0,579 ± 0,053
1,2	p	4,0	170,0	2,042	2,057	-0,714 ± 0,030	-0,703 ± 0,029
1,2	d	0,0	180,0	2,057	2,057	-0,523 ± 0,119	
1,3	p	1,9	175,1	2,229	2,233	-0,670 ± 0,047	-0,670 ± 0,047
1,4	p	3,9	169,9	2,390	2,408	-0,810 ± 0,036	-0,788 ± 0,032
1,4	p	1,5	176,1	2,405	2,408	-0,704 ± 0,070	
1,4	d	0,0	180,0	2,408	2,408	-0,675 ± 0,128	
1,5	p	3,5	170,8	2,568	2,584	-0,674 ± 0,050	-0,684 ± 0,035
1,5	p	1,9	175,0	2,579	2,584	-0,694 ± 0,050	
1,6	p	3,8	169,9	2,739	2,761	-0,713 ± 0,029	-0,666 ± 0,025
1,6	p	1,9	174,9	2,756	2,761	-0,549 ± 0,046	
1,6	d	6,0	174,8	2,756	2,761	-0,691 ± 0,263	
1,6	d	0,0	180,0	2,761	2,761	-0,451 ± 0,214	
1,7	p	1,9	174,9	2,932	2,938	-0,601 ± 0,053	-0,601 ± 0,053
2,0	p	2,2	173,8	3,460	3,471	-0,557 ± 0,063	-0,557 ± 0,063
2,3	p	3,4	170,1	3,976	4,006	-0,575 ± 0,212	-0,575 ± 0,212

Il est évident que ces mesures ne sont pas compatibles avec celles de de G. Igo [IGO 79], et nous n'avons pour celà aucune explication.En effet, on pourrait penser que la mesure faite à Argonne ait eu lieu avec un faisceau supposé polarisé et en faitnon polarisé. Lors de la même expérience, des distributions angulaires de $A_Y(\theta)$ et $A_{YY}(\theta)$ ont été mesurées à 1200 MeV, 1600 MeV et 2000 MeV présentant des maxima pour $-t \simeq 0,2$ $(GeV/c)^2$ [BLE 80]. Nous avons fait quelques mesures dans cette région à 1200 MeV et 1600 MeV en détectant les deutons diffusés élastiquement vers l'avant. Ces mesures ne présentent pas de difficultés particulières, les deutons étant de plus grande énergie que la diffusion arrière, le pic sur la focale est étroit. De plus, la contribution cible vide n'est plus que de 3 à 4 % du comptage. Nous avons de plus couvert à 1200 MeV la partie arrière de la distribution angulaire en détectantles protons, permettant ainsi de disposer avec la mesure de Argonne [BLE 80] d'une distribution angulaire complète de A_Y et A_{YY} à une énergie correspondant au maximum de la fonction d'excitation à 180°. L'ensemble de ces résultats est présenté dans le tableau 4 et les Figs. 18 à 21 sur lesquelles ont peut juger du très bon accord obtenu à 1200 et 1600 MeV par rapport à l'expérience d'Argonne pour les valeurs de $-t \simeq 0,2$ $(GeV/c)^2$. Remarquons de plus que l'expérience d'Argonne utilisant un polarimètre basé sur la réaction $d + t \rightarrow n + {}^4He$ à 100 keV, cet accord nous confirme le bien fondé de l'utilisation des pouvoirs d'analyse expérimentaux pour notre polarimètre. L'utilisation des résultats de l'analyse en matrice R détruit notablement cet accord aussi bien sur A_Y que sur A_{YY}.

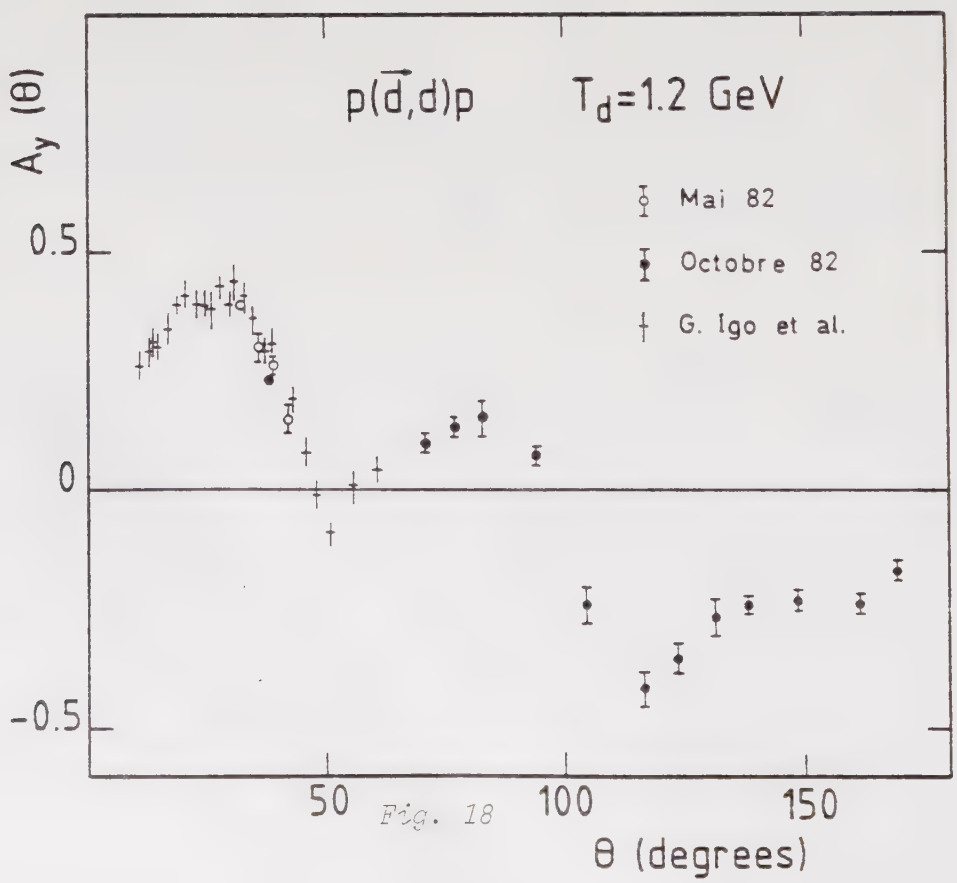


Fig. 18

Tableau 4

T_d (GeV)	Particule détectée	θ_{lab} (degres)	θ_{cm} (degres)	$-t$ $(GeV/c)^2$	A_Y	ΔA_Y	A_{YY}	ΔA_{YY}
0,5	p	18,1	140,0	0,746	-0,095	0,018	0,227	0,020
	p	15,1	146,5	0,775	-0,083	0,039	0,246	0,045
	p	12,7	151,8	0,795	-0,051	0,023	0,510	0,027
	p	9,0	160,0	0,820	+0,014	0,021	0,676	0,026
	p	4,5	170,0	0,839	+0,045	0,012	0,743	0,015
	p	2,1	175,3	0,844	+0,032	0,009	0,755	0,013
1,2	d	9,5	32,4	0,160	0,386	0,012	0,659	0,029
	d	10,5	35,8	0,195	0,302	0,025	0,806	0,039
	d	11,1	37,9	0,217	0,229	0,007	0,888	0,008
	d	11,5	39,3	0,233	0,262	0,020	0,837	0,037
	d	12,3	42,1	0,265	0,151	0,027	0,831	0,040
	d	20,4	71,2	0,687	0,104	0,021	-0,472	0,025
	d	21,9	77,0	0,797	0,129	0,021	-0,374	0,026
	d	23,4	83,0	0,903	0,146	0,036	-0,371	0,043
	d	25,9	93,9	1,099	0,066	0,024	-0,160	0,028
	p	31,2	105,4	1,302	-0,237	0,040	0,153	0,047
	p	25,9	117,1	1,496	-0,419	0,037	0,109	0,045
	p	22,8	124,2	1,607	-0,363	0,029	0,021	0,034
	p	19,8	131,2	1,707	-0,266	0,043	-0,088	0,052
	p	16,5	139,1	1,806	-0,245	0,021	0,040	0,025
	p	12,6	148,6	1,907	-0,227	0,021	0,270	0,025
	p	7,1	162,2	2,008	-0,243	0,019	0,513	0,022
	p	4,0	170,0	2,042	-0,168	0,018	0,505	0,022
1,6	d	7,6	26,8	0,148	0,367	0,014	0,653	0,029
	d	9,6	33,9	0,234	0,239	0,021	0,783	0,026
	d	11,6	41,0	0,338	-0,009	0,021	0,111	0,019

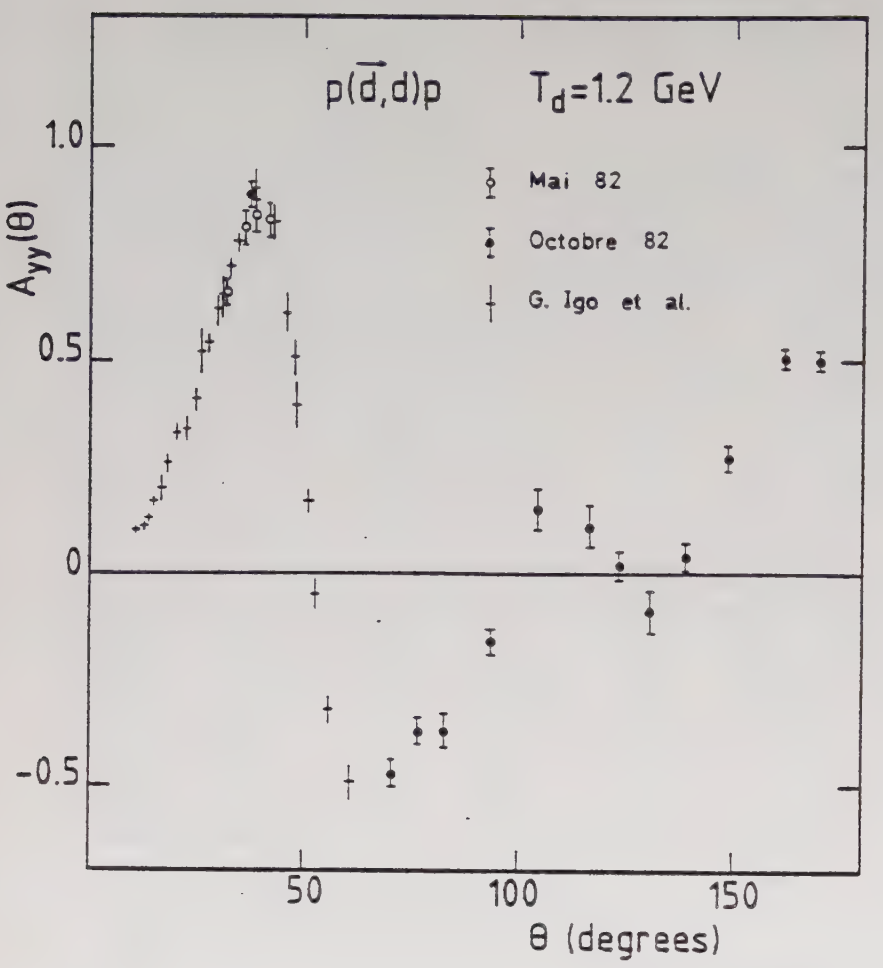

p(d⃗,d)p
T_d=1.2 GeV
Mai 82
Octobre 82
G. Igo et al.
A_yy(θ)
1.0
0.5
0
-0.5
50
100
150
θ (degrees)

Fig. 19

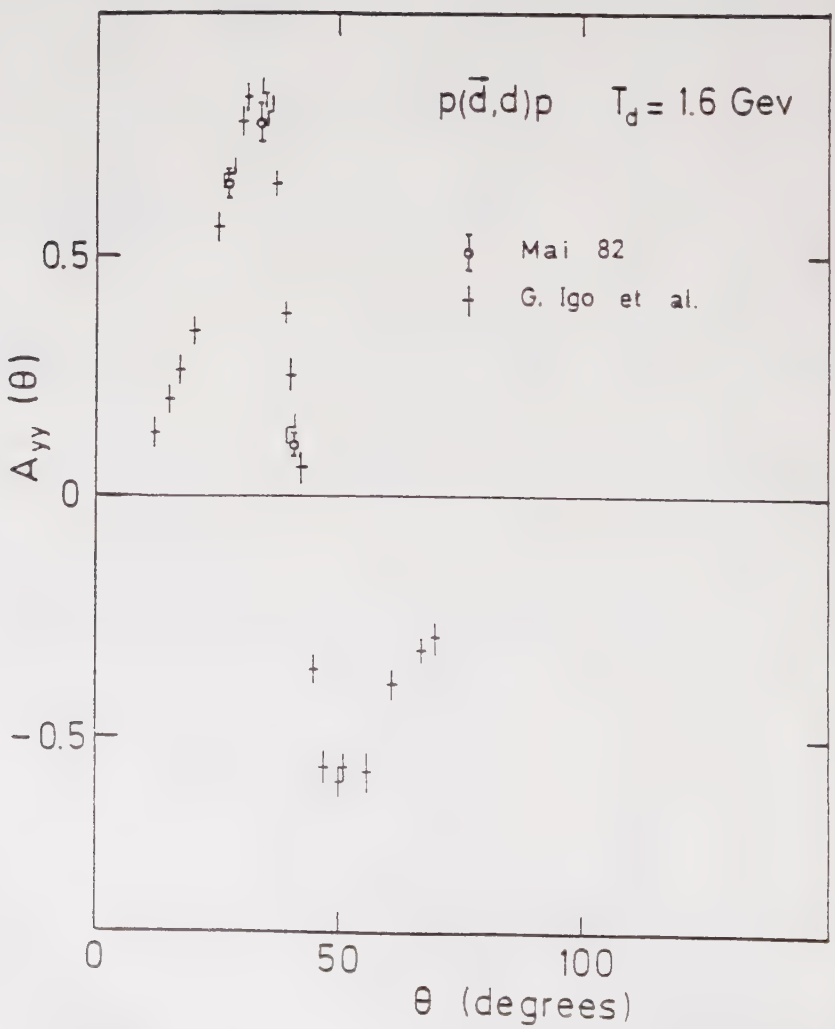

p(d⃗,d)p
T_d = 1.6 Gev
Mai 82
G. Igo et al.
A_yy (θ)
0.5
0
-0.5
0
50
100
θ (degrees)

Fig. 20

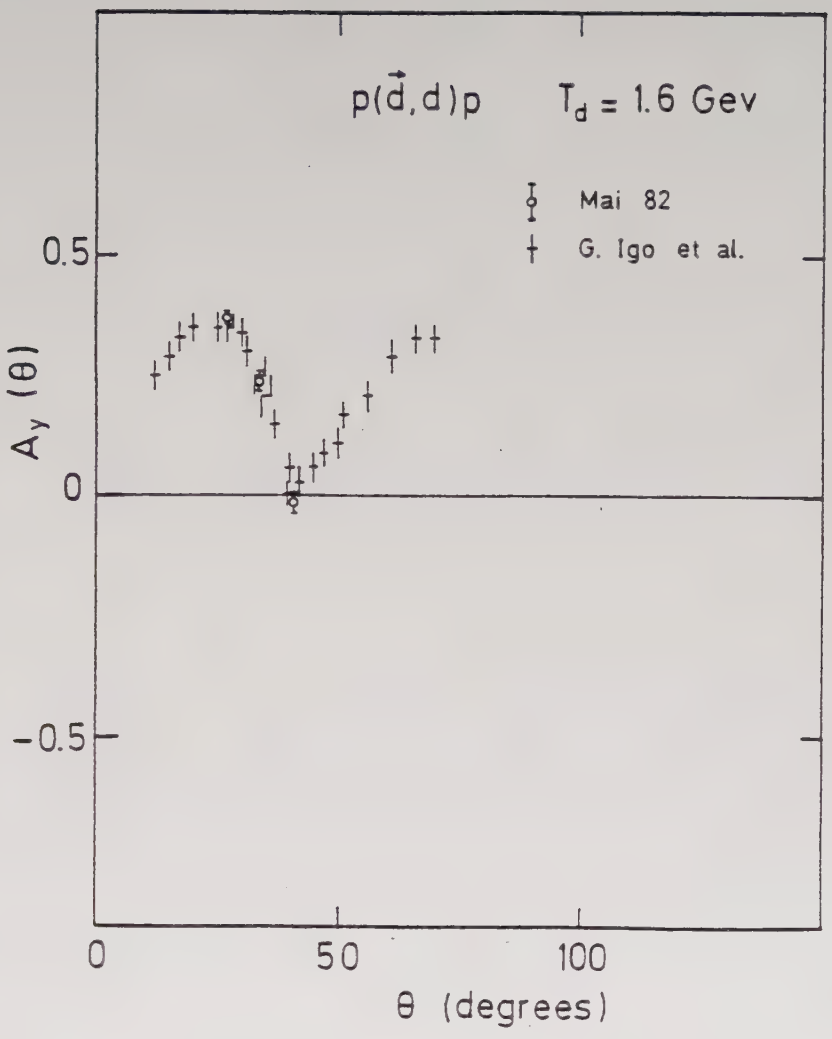


Fig. 21

Nous pouvons donc conclure que la mesure de la polarisation du faisceau est en bon accord entre les deux expériences. Les dispositifs expérimentaux relativement proches ne se distinguent guère que par l'épaisseur de la cible (10 cm d'hydrogène liquide pour l'expérience d'Argonne) et par le fait que seuls les deutons ont été détectés dans l'expérience américaine. L'incompatibilité de T_{20} reste donc inexpliquée.

Chapitre 2

PRESENTATION DU MODELE D'INTERPRETATION

I. INTRODUCTION

Dans ce chapitre nous nous proposons de présenter tout d'abord les bases du calcul, c'est-à-dire les concepts théoriques et les idées physiques sur lesquelles sont construits les calculs d'échanges de méson tel que nous les utiliserons par la suite. Le terrain est très vaste et nous n'en aborderons pas tous les aspects. En particulier la validité du modèle, sa liaison avec la description en terme de quarks des nucléons et des mésons fait partie des recherches théoriques les plus récentes dans ce domaine (taille des sacs quarks, couplage au champ des pions...).

Il nous a cependant semblé intéressant de rassembler les différentes approches et argumentations qui se trouvent dans la littérature afin de faciliter la lecture et le jugement de l'analyse que nous avons faite de la réaction $pd \to dp$. En effet, il nous semble que ce type de physique quoiqu'encore incertain et sujet à de nombreuses controverses au niveau des approximations nécessaires pour permettre un calcul effectif est extrêmement prometteur pour la physique des énergies intermédiaires, physique qui se caractérise précisément par la possibilité de produire des mésons et des résonances baryoniques. Nous espérons donc aussi apporter une certaine aide aux expérimentateurs ayant envie de s'initier aux calculs d'échanges de mésons sans prétendre en dévoiler toutes les subtilités.

Nous donnerons ensuite le calcul détaillé des deux types de mécanismes que nous avons envisagés pour interpréter la diffusion élastique arrière de proton sur deuton, c'est-à-dire d'une part les graphes donnant lieu à l'excitation d'une résonance Δ, d'autre part le transfert direct d'un neutron sous l'effet du potentiel proton-neutron. La discussion détaillée des résultats de calculs, de la sensibilité aux différents paramètres sera faite dans le chapitre suivant.

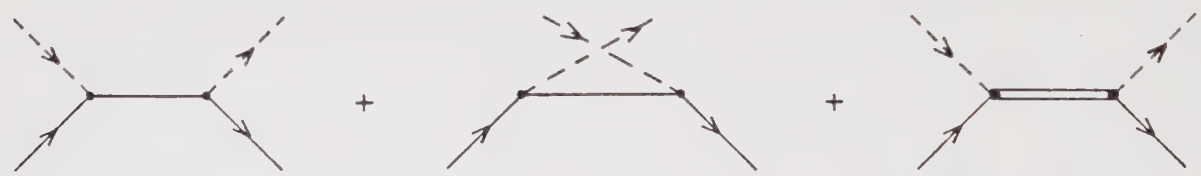
II. BASE THEORIQUE DU TRAITEMENT

II.1 Modèle d'interaction

L'étude du mécanisme de réactions aux énergies intermédiaires a souligné l'importance du traitement de l'échange de π, de ρ et de ω.

L'interaction nucléon-nucléon est dominée tout d'abord par l'échange d'un méson π (OPE) donnant lieu d'une part à un terme spin-spin, d'autre part à un terme tenseur. L'importante correction due à l'échange de 2π se traite en général avec une bonne approximation [OSE 82] en ajoutant l'échange d'un méson ρ (deux π couplés à S=1, T=1) et du méson theorique σ (deux π couplés à S=0, T=0). La partie tensorielle de l'interaction (OPE) est alors réduite par l'échange de méson ρ à une valeur plus raisonnablement proche des études phénoménologiques du potentiel nucléon-nucléon. Enfin le coeur dur de l'interaction, fonction de corrélation dans l'espace r est bien représenté par l'échange de méson ω conjointement à l'échange d'un π ou d'un ρ [OSE 79].

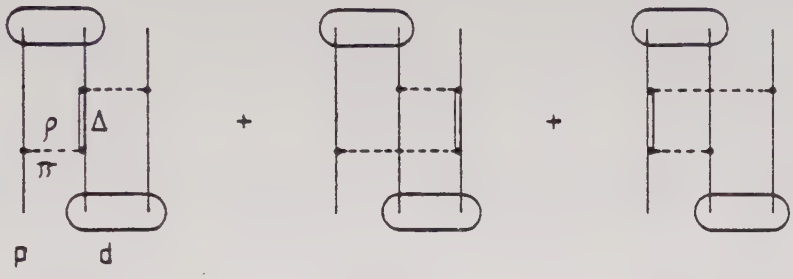
La résonance Δ dans la section efficace π-nucléon domine largement la contribution des termes de Born (diffusion non résonnante ou directe ou croisée dans la voie s) dans une gamme d'énergies comprises entre $\sqrt{s}$ = 1,15 GeV et



$\sqrt{s}$ = 1,30 GeV pourvu que l'on ait ajusté au départ un certain nombre de paramètres correspondant à sa description sur le déphasage δ_{33} de la diffusion π-N [BLO 77]. De plus, la contribution de la diffusion dans l'onde S importante à basse énergie ($T_\pi \lesssim 50$ MeV) disparait d'autant plus que le π considéré est hors couche de masse, ce qui sera le cas dans les problèmes où le π mis en jeu reste virtuel. Nous n'allons donc considérer que les transitions NN → NΔ dans le mécanisme de l'interaction générées par échange de mésons π et ρ et corrigées par l'échange simultané de ω. (On remarque que l'échange seul de ω ou de σ

ne peut produire la résonance Δ car ces mésons ont un isospin nul). C'est en général à partir de cette première approximation que les problèmes de diffusion [BRO 75] ou de production de π [OSE 82, COU 82] ont été entrepris.

Pour la réaction pd → dp qui nous intéresse, nous envisagerons donc comme diagramme additionnel à l'échange direct d'un nucléon, l'excitation d'une résonance Δ_{33} formée avec l'un quelconque des trois nucléons du problème. Compte tenu de ce que tous les nucléons doivent être touchés par l'interaction d'une part et que d'autre part le deuton ne peut se décomposer en (NΔ) à cause de l'isospin, il reste à calculer les termes suivants :



graphe 1 graphe 2 graphe 3

II.2 Expression non relativiste des vertex

II.2.1 *Les fonctions de vertex*

Les vertex méson-baryon-baryon sont décrits par une densité de Lagrangien d'interaction dérivée de la théorie quantique des champs [ITZ 80]. Pour le vertex πNN par exemple, il doit coupler le champ de pions $\vec{\phi}_\pi$ (une composante par état de charge du π) aux champs de baryons ψ et $\overline{\psi}$

$$\mathcal{L}_{\pi NN} = i\, g_{\pi NN}\, \overline{\psi}\, \gamma_5\, (\gamma_\mu\, q_\pi^\mu)^n\, \psi\, \vec{\tau}.\vec{\phi}_\pi \quad . \qquad (1)$$

La constante de couplage $g_{\pi NN}$ est introduite pour caractériser l'intensité du couplage. Le produit scalaire $\vec{\tau}.\vec{\phi}_\pi$ (τ matrices de Pauli dans l'espace d'isospin) assure l'invariance de l'interaction dans l'espace d'isospin. La parité négative du pion est compensée par le caractère de la matrice de Pauli γ_5 rendant possible le couplage aux nucléons de parité positive. On pourrait en principe prendre n'importe quelle puissance n de l'opérateur scalaire $\gamma_\mu\, \partial^\mu$. En fait on postule la simplicité maximale. Le premier choix a donc été le couplage pseudoscalaire (n=0). Il conduit malheureusement à un couplage $\pi N\overline{N}$ beaucoup plus fort que le couplage πNN ce qui n'est pas physique. On préfère donc le couplage dit pseudovecteur (n=1). En fait ces deux couplages sont équivalents tant que les particules restent sur leur couche de masse (il suffit de redéfinir la constante de couplage) mais conduisent à des résultats différents hors couche.

Le vertex est décrit par la fonction de vertex :

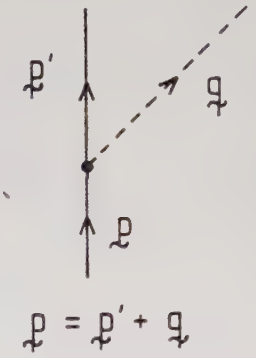
$$\Gamma_{\pi NN}(\underset{\sim}{p},\underset{\sim}{p}',\underset{\sim}{q}) = < \mu(\underset{\sim}{p}'), \pi(\underset{\sim}{q}) | \mathcal{L}_{\pi NN} | \mu(\underset{\sim}{p}) > \qquad (2)$$

où les spineurs de Dirac $\mu(p)$, $\mu(p')$ décrivent les nucléons et dépendent de l'énergie et de l'impulsion des particules. Nous écrivons abusivement ces facteurs comme dépendant des quadrivecteurs $\underset{\sim}{p}$, $\underset{\sim}{p}'$ et $\underset{\sim}{q}$ dont la somme est conservée au vertex. En fait dans cette écriture (réduction non relativiste) ni les fonctions de vertex, ni les spineurs de Dirac ne sont des invariants dans une transformation de Lorentz.

Avec les définitions

$$\mu(\underset{\sim}{p}) = \sqrt{\frac{E+M}{2M}} \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{\vec{\sigma}.\vec{p}}{E+M} \end{pmatrix} \qquad \bar{\psi} = \psi^{+} \gamma_4 \qquad (3)$$

$$\gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \qquad \gamma_\mu \, q_\pi^\mu = \gamma_o \, \omega_\pi - \vec{\gamma}.\vec{q}_\pi$$



on arrive pour le couplage pseudovectoriel à la fonction de vertex

$$\Gamma_{\pi NN} = i \, g_{\pi NN} \frac{\sqrt{(E+M)(E'+M)}}{2M} \left\{ \vec{\sigma}.\left[\vec{q} - \omega \left(\frac{\vec{p}}{E+M} + \frac{\vec{p}'}{E'+M}\right)\right] - \frac{\vec{\sigma}.\vec{p}'}{E'+M} \cdot \frac{\vec{\sigma}.\vec{p}}{E+M} \vec{\sigma}.\vec{q} \right\} \vec{\tau}.\vec{\phi}_\pi \qquad (4)$$

Quand les nucléons ont une impulsion relativement plus faible que leur masse (dans les noyaux $p \approx 150$-200 MeV/c), on néglige le dernier terme en $(\frac{p}{M})^2$. De plus, l'énergie E qui doit être comprise comme $\sqrt{p^2 + M^2}$ pour des cas hors couche de masse [MAX 80] peut être prise égale à la masse du nucléon M. On arrive alors à la forme approximative de la fonction de vertex obtenue par réducteur non relativiste du Lagrangien d'interaction en couplage pseudovectoriel

$$\Gamma_{\pi NN} = i \, g_{\pi NN} \, \vec{\sigma}.\left[\vec{q} - \frac{\omega}{2M} (\bar{p} + \bar{p}')\right] \vec{\tau}.\vec{\phi}_\pi \, . \qquad (5)$$

Une reformulation de cette fonction de vertex conduit dans le cas d'un couplage pseudoscalaire (PS) et pseudovectoriel (PV) à :

$$\Gamma^{PS}_{\pi NN} = i \, \frac{g_{\pi NN}}{2M} \, \bar{\sigma}.\left[\vec{q}\left(1 + \frac{\omega}{2M}\right) - \frac{\omega}{2M} \bar{p}\right] \vec{\tau}.\vec{\phi}_\pi \qquad (6)$$

$$\Gamma^{PV}_{\pi NN} = i \, \frac{f_{\pi NN}}{m_\pi} \, \bar{\sigma}.\left[\bar{q}\left(1 + \frac{\omega}{2M}\right) - \frac{\omega}{M} \bar{p}\right] \vec{\tau}.\vec{\phi}_\pi \qquad (7)$$

les constantes de couplages étant reliées par l'égalité des deux descriptions sur couche :

$$\frac{f_{\pi NN}}{m_\pi} = \frac{g_{\pi NN}}{2M} \qquad (8)$$

Le terme dépendant de l'impulsion du nucléon appelé correction de recul est fréquemment abandonné, en particulier, lorsque l'énergie transférée par le pion (ω) est faible. On parle alors d'approximation statique. La correction de recul est de toute façon ambigue car elle dépend du mode de couplage choisi.

On voit bien, sur cet exemple la nature des approximations faites dans le support théorique des interprétations que nous allons entreprendre.

- Le choix du couplage reste incertain.
- La réduction non relativiste passe par des spineurs de Dirac qui ne représente bien les nucléons que dans une approche en onde plane ou dans la matière nucléaire infinie.
- D'autres approximations (statique, sans recul) peuvent être corrigées et sont moins essentielles.

Rappelons cependant que cette approche a permis l'interprétation de nombreuses données expérimentales, entre autres la production de π par protons et par photons [MAX 80, COU 82, BLO 77], la diffusion élastique de π [OSE 79], l'interaction nucléon-nucléon [HOL 81] ...

Le vertex faisant intervenir un Δ (et/ou un ρ) se traite de la même façon. On utilise alors des spineurs généralisés de Rarita-Schwinger pour représenter le Δ (voir par exemple [WEB 78]). Le Δ peut alors se traiter sur la forme réduite de l'interaction en remplaçant les opérateurs $\bar{\sigma}$ et $\bar{\tau}$ de Pauli décrivant le spin et l'isospin par des spineurs $\bar{S}$ et $\bar{T}$ dont les éléments de matrice réduits cohérents avec la valeur numérique de la constante de couplage valent :

$$< \tfrac{3}{2} \,||\, S^+ \,||\, \tfrac{1}{2} > = - < \tfrac{1}{2} \,||\, S \,||\, \tfrac{3}{2} > = 2 \qquad \text{(voir [JEN 74, BRO 75])} \quad (9)$$

Pour le couplage ρNN on prend une densité de Lagrangien d'interaction [HAA 74]

$$\mathcal{L}_{\rho NN} = i\, g_{\rho NN}\, \bar{\psi} (\varepsilon_\mu\, \gamma_\mu - i\, \frac{K_S}{2M}\, \varepsilon_\mu\, \sigma_{\mu\nu}\, \partial_\nu)\, \psi\, \bar{\tau}.\bar{\phi}_\rho \qquad (10)$$

qui conduit après réduction non relativiste à un terme scalaire (ε_0) et un terme tenseur ($\bar{\varepsilon}.\bar{\sigma} \wedge \bar{q}_\rho$) ce dernier étant dominant (rapport des termes de l'ordre de 6 à 7, [NAG 79]). Le terme en $\bar{\sigma} \wedge \bar{q}$ est généralement conservé seul , le terme scalaire étant supposé absorbé par le traitement de l'échange de ω pour lequel

le terme scalaire domine le terme tenseur du lagrangien d'interaction. On obtient alors une fonction de vertex dans l'approximation sans recul de la forme

$$\Gamma_{\rho NN} = i \frac{f_\rho}{m_\rho} \vec{\varepsilon}(\vec{\sigma} \Lambda \vec{q}) \vec{\tau}.\vec{\phi}_\rho \qquad (11)$$

où $\vec{\varepsilon}$ est le vecteur polarisation du ρ, et :

$$f_\rho = g_{\rho NN} \frac{m_\rho}{2M} (1 + K_S) \qquad (12)$$

II.2.2 *Constantes de couplage*

La constante de couplage πNN est relativement bien connue à partir de la diffusion π-N, le meson π étant donc sur couche de masse

$$\frac{f^2_{\pi NN}}{4\pi} = 0,079 \pm 0,001 \qquad \text{[NAG 79]} \qquad (13)$$

La constante de couplage ρNN est déjà plus incertaine. On trouve plusieurs sortes de valeurs dans la littérature ; la première

$$\frac{g^2_{\rho NN}}{4\pi} = 0,52 \qquad (14)$$

provenant de la décroissance leptonique du ρ [CHE 72] et donnant un accord satisfaisant dans le problème nucléon-nucléon (potentiel de Stony-Brook [JAC 75]). La seconde valeur

$$\frac{g^2_{\rho NN}}{4\pi} = 0,89 \qquad (15)$$

provient du potentiel de Paris. Une recherche sur les paramètres de couplage donne dans l'analyse des données nucléon-nucléon une valeur

$$\frac{g^2_{\rho NN}}{4\pi} = 0,77 \ (0,47) \qquad (16)$$

et une valeur de $K_S = 6,6$ selon que les graphes à deux mésons échangés ne sont pas (ou sont) inclus dans le calcul [HOL 81]. Une analyse des amplitudes πN et des données de $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ [HÖH 75] conduit à des résultats comparables ($\frac{g^2}{4\pi} = 0,55$, $K_S = 6,6$). D'autres analyses discutées dans [HÖH 75] semblent confirmer une valeur grande de $K_S = 5 \sim 6$ par rapport à la valeur anciennement admise $K_S = 3,7$ et provenant de l'analyse du moment magnétique anormal des nucléons. Nous adopterons un couplage fort ρNN :

$$\frac{g_\rho^2}{4\pi} = 0,53 \qquad K_S = 6 \qquad \frac{f_\rho^2}{4\pi} = 4,36 \tag{17}$$

qui ne sera pris en compte que pour une correction comme nous l'exposerons par la suite.

La constante de couplage $\pi N\Delta$ se calcule à partir de la largeur expérimentale du Δ décroissant en nucléon plus pion et donne :

$$\frac{f_\pi^{*2}}{4\pi} = 0,35 \ . \tag{18}$$

Considérer le Δ comme une série de diagrammes π-nucléon comme dans l'approche de Chew et Low [CHE 56] permet de relier la constante de couplage $\pi N\Delta$ à la constante de couplage πNN et conduit à la valeur [BRO 75]

$$\frac{f_\pi^{*2}}{4\pi} = 4\,\frac{f_\pi^2}{4\pi} = 0,32 \tag{19}$$

Le modèle des quarks donne un rapport différent entre ces constantes de couplage [GRE 76] et est de façon pratique rarement utilisé :

$$\frac{f_\pi^{*2}}{4\pi} = \frac{72}{25}\,\frac{f_\pi^2}{4\pi} = 0,23 \tag{20}$$

Par contre, on utilise fréquemment le modèle des quarks pour déduire le couplage $\rho N\Delta$ des couplages précédemment définis [HOL 81, ARE 75]

$$\frac{f_\rho^*}{f_\rho} = \frac{f_\pi^*}{f_\pi} \tag{21}$$

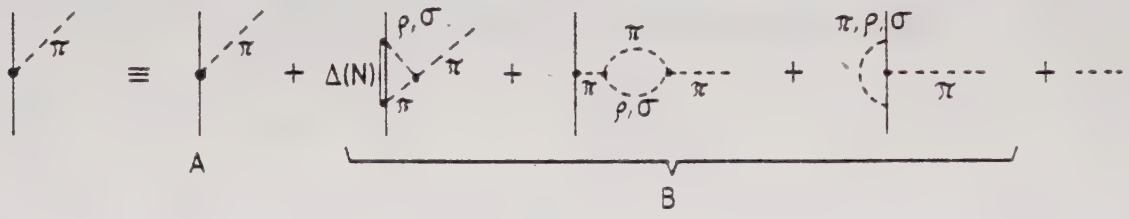
On trouve alors en adoptant une valeur provenant d'une analyse précise de la largeur du Δ et donnant une bonne interprétation de nucléon-nucléon [HOL 81]

$$\frac{f_\rho^{*2}}{4\pi} = 14,9 \qquad \text{avec} \qquad \frac{f_\pi^{*2}}{4\pi} = 0,27 \tag{22}$$

II.2.3 *Les facteurs de forme*

Physiquement le problème est de savoir comment calculer les fonctions de vertex lorsque l'émission ou l'absorption d'un méson se fait dans un noyau, c'est-à-dire lorsque le méson et(ou) les nucléons sont hors couche de masse. On écrit alors au vertex la constante de couplage (qui a été déterminée au départ sur couche de masse par diffusion πN, par décroissance du Δ etc...) corrigée par une fonction que l'on appelle le facteur de forme du vertex.

De façon pratique, on néglige le fait que les nucléons sont hors couche de masse car s'il sont liés dans un noyau ils sont beaucoup moins hors couche que les mésons qui vont véhiculer toute l'énergie et l'impulsion transférées au cours de réactions telles que A(dp)B aux énergies intermédiaires. En d'autres termes, en partant d'une écriture dans l'espace des impulsions de l'amplitude de transition, l'intégration sur l'impulsion des nucléons sera naturellement coupée par la fonction d'onde. Par contre, l'intégration sur l'impulsion du méson échangé conduit à une divergence qui est précisèment guerie par les facteurs de forme. Cet aspect phénoménologique a cependant aussi un support théorique lié à la taille finie du vertex qui peut s'écrire [DIL 79, DUR 77]



où le vertex A de taille nulle sera corrigé par les diagrammes B. On comprend aussi que la taille du vertex est liée à la dimension du sac de quarks à travers la question : à partir de quelle distance a-t-on séparément un nucléon et un pion?

On peut s'attendre à ce que le traitement des corrélations à courte portée par échange de ω discuté précédemment vienne réduire considérablement l'influence de ces facteurs de forme. Une autre façon de voir les choses est de rejetter le traitement des corrélations aussi bien que le prolongement hors couche sur le facteur de forme compris comme une paramétrisation de ces effets.

L'approche phénoménologique de ce problème aussi bien que l'approche théorique conduisent à une représentation de l'effet par une fonction

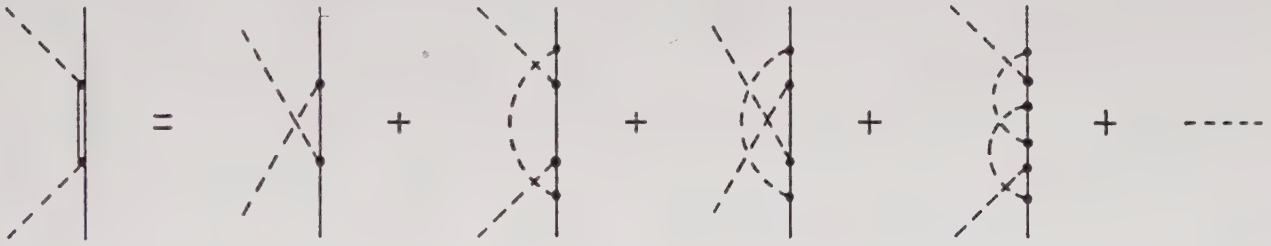
$$F(q^2) = \frac{\Lambda^2 - m^2}{\Lambda^2 - \underset{\sim}{q}^2} = \frac{\Lambda^2 - m^2}{\Lambda^{*2} + \bar{q}^2} \qquad \underset{\sim}{q}^2 = \omega^2 - \bar{q}^2 \neq m^2 \qquad (23)$$
$$\Lambda^{*2} = \Lambda^2 - \omega^2$$

multipliant la constante de couplage sur couche (m est la masse du méson et $\underset{\sim}{q}$ son quadrivecteur énergie-impulsion). Cette fonction vaut bien 1 sur couche de masse. Elle serait applicable aussi bien pour les vertex NN que NΔ, ce qui est étayé par le modèle des sacs de quarks prévoyant une extension comparable pour le nucléon et pour le Δ [DIL 79]. Une valeur $\Lambda_\pi \sim 1200$ à 1400 MeV donne de bons résultats aussi bien pour les données nucléons-nucléons [HOL 81] que pour une analyse πd → pp [MAX 80] dans lesquelles l'échange de ρ est explicitement inclus. Ces valeurs sont de plus en accord avec l'approche théorique.

Cependant, dans des calculs où le ρ n'est pas explicitement ajouté à l'échange de π, des valeurs de $\Lambda_\pi = 500 \sim 600$ MeV , en réduisant le potentiel d'échange de π, simulent la réduction de la partie tenseur de l'intéraction qui viendrait d'un calcul explicite du ρ [WEB 78]. Pour le ρ une valeur $\Lambda_\rho \approx 1500$ MeV donne de bons résultats. Il reste évident qu'une grande part de flou demeure sur ces paramètres de même que sur la forme de la fonction qu'il convient de fixer par une interprétation cohérente de nombreuses données expérimentales.

II.3 Traitement du Δ

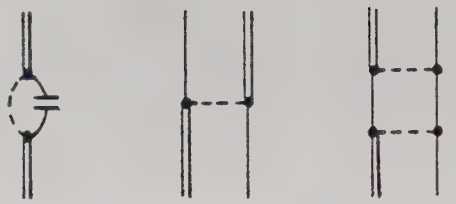
Nous abordons un des points cruciaux de la théorie. Une fois constatée, l'importance de l'excitation de la résonance Δ dans l'interaction π-N, il reste à savoir comment traiter celle-ci dans un noyau. La première approche de Chew et Low [CHE 56] consiste à construire explicitement la résonance par une série (infinie) de graphes π-N.



La seconde approche est de considérer le noyau une fois qu'il a reçu suffisamment d'énergie par un méson π extérieur comme formé de protons de neutrons et de Δ. Brown et Weise [BRO 75] ont montré que ces deux approches étaient à peu près équivalentes dans leurs résultats, la seconde approche étant beaucoup plus simple au niveau des calculs que la première. Un grand nombre d'analyses ont ensuite été conduites dans cet esprit pour les diffusions π noyau, les atomes pioniques, les productions de π sur noyau par protons et par γ. On doit cependant se demander comment le milieu nucléaire va modifier le Δ. On s'attend à différents effets portant sur la longueur et sur la masse effective du Δ.

- Des modifications de la largeur de la résonance peuvent venir du blocage de Pauli s'exerçant sur le nucléon intermédiaire, son impulsion pouvant être interdite selon l'occupation de la mer de Fermi par les autres nucléons du système. De plus, des termes inexistants à l'état libre tels que la disparition momentanée du Δ ou sa propagation peuvent aussi modifier cette largeur. On peut représenter ces effets par les diagrammes suivants donnant la largeur du Δ dans un noyau.

- L'énergie centrale du Δ va être également modifiée par le potentiel créé par les nucléons du milieu à travers l'interaction NΔ → NΔ.



On parle de self-énergie du Δ qu'il faut calculer et prendre en compte. On remarque également que la diffusion multiple du pion intermédiaire (ou en d'autres termes, la participation de l'ensemble des nucléons du noyau à la réaction), sera globalement prise en compte par l'estimation de ces différents effets.

Une première estimation [BRO 75] montre qu'en grande partie ces différentes contributions s'annulent les unes les autres et permettent de considérer le Δ formé au sein du noyau comme relativement proche du Δ libre (voir aussi l'analyse de ces effets dans l'interprétation de π-^{4}He [OSE 78]). Des calculs plus détaillés ("isobar doorway model") dans lesquels on diagonalise un hamiltonien H(Δ,(A-1)N) permet l'ajustement d'un potentiel optique représentant l'interaction du Δ avec le milieu nucléaire sur les données expérimentales de diffusion de π (entre 75 et 260 MeV) sur ^{4}He, ^{12}C et ^{16}O [HOR 80]. Ce potentiel a un terme central constant sur cette gamme d'énergie et relativement peu dépendant du noyau cible. Il est attractif dans la partie centrale (∿ 30 MeV) et absorbant dans la partie imaginaire (∿ - 40 MeV). Il y a, par ailleurs, un terme $\vec{l}\vec{s}$ à ce potentiel dont nous négligerons l'effet.

Nous tiendrons compte du milieu nucléaire en remplaçant l'énergie du Δ libre ($M_\Delta - i\frac{\Gamma}{2}$) par :

$$M_\Delta - 30\ \text{MeV} - i\left(\frac{\Gamma + 40\ \text{MeV}}{2}\right) \qquad (24)$$

Des corrections supplémentaires sont absorbées dans un ajustement de M_Δ et Γ pour reproduire le déphasage δ_{33} de la diffusion π-nucléon conduisant à la paramétrisation

$$M_\Delta = 1231\ \text{MeV} \qquad \frac{f_\pi^{*2}}{4\pi} = 0{,}37 \qquad (25)$$

$$\Gamma = \Gamma_o\left(\frac{k_\pi}{k_o}\right)^3\left(\frac{\Delta^2 + k_o^2}{\Delta^2 + k_\pi^2}\right) \qquad E_\Delta = \sqrt{m_\pi^2 + k_\pi^2} + \sqrt{M^2 + k_\pi^2}$$

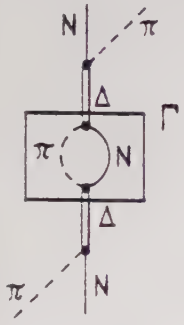
$\Gamma_o = 109$ MeV
$k_o = 230$ MeV/c
$\Delta = 200$ MeV.

Cette paramétrisation faite par Blomqvist et Laget [BLO 77] donne une bonne représentation des diffusions $\pi^+p \to \pi^+p$, $\pi^-p \to \pi^-p$, $\pi^-p \to \pi^\circ n$ ainsi que des

photoproductions de π sur nucléon avec des paramètres très proches du Δ libre ($M_\Delta = 1230 \sim 1234$) $\Gamma = 110 \sim 120$ MeV [PDG 82]). La dépendance en k_π^3 de la largeur du Δ (k_π est l'impulsion du pion de décomposition du Δ dans son système propre) vient de la forme prise par cette largeur lorsqu'on la dérive de la densité de Lagrangien d'interaction $\Delta N\pi$ [BRU 66, WEB 78]. La valeur de k_o correspond à l'impulsion du π émis lorsque le Δ a sa valeur centrale. Enfin un facteur de forme

$$F_\Delta(k_\pi^2) = \frac{\Delta^2 + k_o^2}{\Delta^2 + k_\pi^2} \qquad (26)$$

doit être introduit aux vertex $\pi N\Delta$ formant la largeur de la résonance pour reproduire le déphasage δ_{33} de la diffusion π-nucléon. La cohérence veut que l'on introduise ce facteur de forme à chaque vertex $\pi N\Delta$, c'est-à-dire que l'on décrive la diffusion π-N par exemple par :



$$\frac{F_\Delta(k_\pi^2)}{M_\Delta - i\frac{\Gamma}{2} - E_\pi - E_N} \cdot \left(\frac{f_{\pi N\Delta}}{m_\pi}\right)^2$$

le facteur de forme du Δ apparaissant aussi bien aux vertex responsables de la largeur du Δ qu'à ceux de décomposition réelle du Δ. C'est ce qui a été fait pour obtenir la paramétrisation ci-dessus [BLO 77]. Cependant, certaines données de photoproduction sont mieux reproduites si l'on utilise une paramétrisation légèrement différente avec le facteur de forme du Δ présent seulement dans sa largeur (formule (25)). Cette question reste donc encore un peu floue. N'absorbe-t-on pas dans cette paramétrisation des diagrammes négligés ayant une importance plus grande dans la photoproduction que dans la diffusion π-nucléon? On sait, par exemple, que la diffusion dans l'onde S est importante dans la photoproduction, même au voisinage du Δ, alors que cela n'est pas le cas pour π-nucléon. Nous préférons introduire par souci de cohérence le facteur de forme du Δ à chaque vertex $\pi N\Delta$, mais numériquement le facteur de forme au numérateur est dans le cas de la réaction $pd \to dp$ à la puissance 4 dans la section efficace. Lorsqu'il est mis au numérateur, il déplace très notablement la résonance vers les basses énergies.

II.4 Propagateur des mésons échangés

II.4.1 *Origine théorique*

Le mouvement d'une particule sans spin (ou avec quelques généralisations de spin entier) est décrite par l'équation de Klein-Gordon.

Dans l'espace des impulsions on a l'équation :

$$(\underset{\sim}{p}^2 - m^2)\ \phi(\underset{\sim}{p}) = 0 \tag{27}$$

L'opérateur de Green associé au mouvement de cette particule sur sa couche de masse est par définition dans l'espace des impulsions

$$(\underset{\sim}{q}^2 - m^2)\ g_o(\underset{\sim}{q}) = 1 \tag{28}$$

d'où

$$g_o^+(\underset{\sim}{q}) = \frac{1}{\underset{\sim}{q}^2 - m^2 + i\,\varepsilon} = -\frac{1}{\vec{q}^2 + m^2 - \omega^2 - i\,\varepsilon} \tag{29}$$

C'est l'expression du propagateur d'un méson libre de masse m, énergie ω et impulsion $\vec{q}$. L'émission d'un pion par exemple par un nucléon fera alors appel à l'équation de Klein-Gordon avec un second membre (terme de source) donné par la fonction de vertex dans le cadre des approximations précédemment décrites. Le fait de permettre un transfert d'énergie par le méson échangé ($\omega \neq 0$) est souvent appelé approximation non statique. On écrit le champ de π dans l'espace des impulsions en se limitant au second ordre de la série de Lippmann-Schwinger (le premier ordre ne donne aucune émission)

$$\phi(\underset{\sim}{p}) \simeq -\frac{\Gamma_{\pi NN}(\underset{\sim}{p},\underset{\sim}{p}',\underset{\sim}{q})}{q^2 + m_\pi^2 - \omega^2} \tag{30}$$

Pour un potentiel d'échange d'un π entre deux nucléons nous aurons au même ordre avec un second vertex d'absorption du π et dans le centre de masse N-N :

$$V_\pi(\underset{\sim}{q},\underset{\sim}{p},\underset{\sim}{p}') = -\frac{\Gamma^{(1)}_{\pi NN}(\underset{\sim}{p},\underset{\sim}{p}',\underset{\sim}{q})\ \Gamma^{(2)}_{\pi NN}(-\underset{\sim}{p},-\underset{\sim}{p}',\underset{\sim}{q})}{q^2 + m_\pi^2 - \omega^2} \tag{31}$$

Il est clair que si nous utilisons ce potentiel dans une équation de Schrödinger pour calculer la diffusion nucléon-nucléon, ce potentiel sera itéré à tous les ordres, c'est-à-dire que nous sommerons l'échange d'un π, 2π, ... $n\pi$. La description de l'échange d'un pion reste quant à elle au premier ordre significatif. Une description plus exacte impliquerait des équations couplées entre le champ de nucléon et le champ de pion à partir d'une densité de Lagrangien d'interaction et des équations du mouvement qui en dérivent, base de la théorie des champs. Notons que l'on se place en général dans une approximation sans recul supprimant la dépendance en $\underset{\sim}{p}$, $\underset{\sim}{p}'$.

II.4.2 *Diagrammes ordonnés dans le temps*

En fait, l'équation de Klein-Gordon contenant l'opérateur d'énergie au carré décrit à la fois la particule et son antiparticule (d'énergie négative et remontant le temps) [BJO 64]. Dans une description où l'on veut ne plus faire cet amalgame mais traiter individuellement les particules en fonction du temps, il faut garder le signe de l'énergie et introduire conformément aux perturbations du deuxième ordre le potentiel d'échange d'un pion sous la forme

$$V_\pi(\underset{\sim}{q}) = \sum_n \frac{\Gamma'^{(2)}_{\pi NN}(\underset{\sim}{q})\ \Gamma'^{(1)}_{\pi NN}(\underset{\sim}{q})}{E_i - E_n} \tag{32}$$

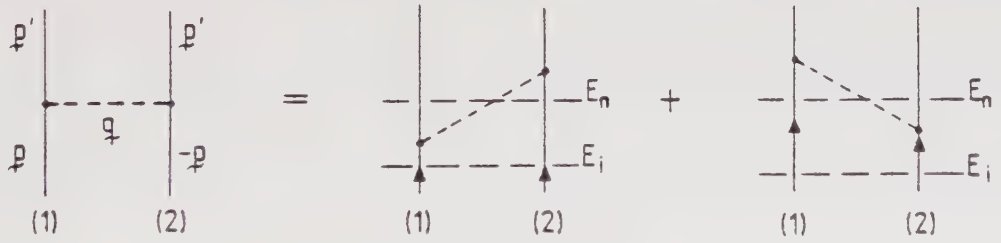
où n représente les états intermédiaires d'énergie E_n, et E_i l'énergie initiale du système. Les fonctions de vertex $\Gamma'_{\pi NN}$ font maintenant explicitement apparaître le champ de pions libre,

$$\phi(qx) = \frac{e^{iq.X}}{\sqrt{2\omega(q)}} \tag{33}$$

sa normalisation venant du fait qu'à partir du propagateur relativiste on ne garde que la particule

$$\frac{1}{\omega^2(q) - \omega^2} \to \frac{1}{2\omega(q)} \cdot \frac{1}{\omega(q) - \omega} \tag{34}$$

Pour l'échange d'un pion entre deux nucléons par exemple, on peut écrire deux diagrammes dits ordonnés dans le temps.



$$V_\pi(q) = \Gamma'_{\pi NN} \left[\frac{1}{E(1) + E(2) - (E'(1) + \omega(q) + E(2))} \right. \tag{35}$$

$$\left. + \frac{1}{E(1) + E(2) - (E(1) + \omega(q) + E'(2))} \right] \Gamma'_{\pi NN}$$

$$= \Gamma'_{\pi NN} \left[\frac{1}{\omega - \omega(q)} - \frac{1}{\omega + \omega(q)} \right] \Gamma'_{\pi NN}$$

$$= -2\omega(q) \frac{\Gamma'^{(2)}_{\pi NN}(\underset{\sim}{q})\ \Gamma'^{(1)}_{\pi NN}(\underset{\sim}{q})}{\vec{q}^2 + m_\pi^2 - \omega^2}$$

Rappelons qu'à chaque vertex l'énergie et l'impulsion se conservent, ω et $\vec{q}$ étant l'énergie et l'impulsion du pion ainsi calculées. La quantité $\omega(q)$ correspond à l'énergie du pion sur sa couche de masse

$$\omega(q) = q^2 + m_\pi^2$$

Le terme $2\omega(q)$ disparaît avec la normalisation du champ de pions et l'on retrouve l'équivalence (par construction) avec la description précédente non ordonnée dans le temps. Les deux descriptions cessent d'être équivalentes dans des cas où deux mésons par exemple sont échangés avec un Δ intermédiaire et c'est ce type de graphe que nous aurons à traiter dans notre analyse de la réaction pd → dp. La description ordonnée dans le temps peut se relier à la théorie des graphes de Feynmann. Elle introduit cependant des termes $\sqrt{q^2 + m_\pi^2}$ dans les propagateurs rendant le passage à l'espace r non analytique. Nous avons préféré pour cette raison la première description. Nous présentons (Appendice A), dans le cadre de notre réaction, une estimation numérique montrant que ces deux descriptions restent dans ce cas très proches l'une de l'autre.

II.5 Forme de l'interaction utilisée

Il n'est sans doute pas inutile de résumer l'interaction utilisée dans nos calculs.

Chaque échange de pion conduisant à l'excitation d'un Δ est décrit dans l'espace des impulsions en négligeant l'effet de recul aux vertex par le potentiel

$$V_\pi(\vec{q},\omega) = - \frac{f_\pi \, f_\pi^*}{m_\pi^2} F_1^\pi(q^2) \; F_2^\pi(q^2) \; \frac{\vec{\sigma}_1 . \vec{q} \; \vec{S}_2^+ . \vec{q}}{q^2 + m_\pi^2 - \omega^2} \; \vec{\tau}_1 . \vec{T}_2^+ \qquad (36)$$

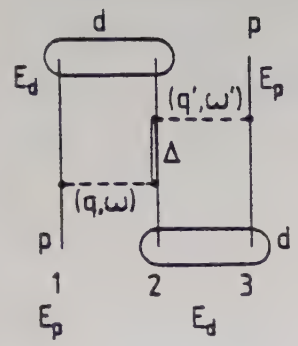
Dans cette expression on reconnait les constantes de couplage sur couche f_π et f_π^* du couplage pseudovectoriel précédemment introduit, les opérateurs $\vec{\sigma}$ et $\vec{\tau}$ de Pauli dans l'espace de spin et d'isospin et $\vec{S}^+$, $\vec{T}^+$ leur généralisation pour le Δ. Les facteurs de forme $\vec{F}$ et $\vec{F}$ sont pris de la forme

$$F_i^\pi(q^2) = \frac{\Lambda_i^2 - m_\pi^2}{\Lambda_i^2 + q^2 - \omega^2} \qquad \Lambda_{\frac{1}{2}} = \Lambda \pm m_\pi \qquad (37)$$

Le potentiel complet correspondant au graphe ci-dessous est de la forme

$$V(\vec{q},\vec{q}',\omega,\omega') = \left(\frac{f_\pi \, f_\pi^*}{m_\pi^2} \right) \frac{\vec{\sigma}_3 . \vec{q}' \; \vec{S}_2 . \vec{q}' \; \vec{S}_2^+ . \vec{q} \; \vec{\sigma}_1 . \vec{q}}{(q^2 + m_\pi^2 - \omega^2)\,(q'^2 + m_\pi^2 - \omega^2)} \; \vec{\tau}_3 . \vec{T}_2 \; \vec{T}_2^+ . \vec{\tau}_1 \qquad (38)$$

$$* \frac{F_\Delta(k_\pi^2)}{E_\Delta - E_p} * F_1^\pi(q^2) \; F_2^\pi(q^2) \; F_1^\pi(q'^2) \; F_2^\pi(q'^2)$$



Les nouvelles quantités introduites correspondant au facteur de forme du Δ

$$F_\Delta(k^2) = \frac{\Delta^2 + k_o^2}{\Delta^2 + k_\pi^2} \qquad (39)$$

et à son propagateur

$$(E_\Delta - E_p)^{-1} = \left[M_\Delta - E_p - i \frac{\Gamma_\Delta(k_\pi)}{2} F_\Delta(k_\pi^2) - \Sigma_\Delta \right]^{-1} \qquad (40)$$

La largeur du delta est paramétrisée sous la forme

$$\Gamma_\Delta(k_\pi) = \Gamma_o \left(\frac{k_\pi}{k_o} \right)^3 \qquad (41)$$

La valeur de Σ_Δ = 30 MeV + i 20 MeV représente l'effet du milieu nucléaire, ces valeurs numériques provenant de calculs dans "l'isobar doorway model".

Enfin k_π, impulsion du pion de décomposition du Δ, est obtenu comme solution de

$$E_\Delta = E_p = \sqrt{M_p^2 + k_\pi^2} + \sqrt{m_\pi^2 + k_\pi^2} \qquad (42)$$

représentant le partage de l'énergie disponible pour le Δ lors de sa décomposition en nucléon plus un pion.

Le traitement de l'interaction se simplifie si on remarque qu'au numérateur :

$$\theta = \vec{\sigma}_3.\vec{q}' \; \vec{S}_2.\vec{q}' \; \vec{S}_2^{+} .\vec{q} \; \vec{\sigma}_1.\vec{q} = \vec{\sigma}_3.\vec{q}' \; (\tfrac{2}{3} \vec{q}.\vec{q}' - \tfrac{i}{3} \vec{\sigma}_2.\vec{q}' \wedge \vec{q}) \; \vec{\sigma}_1.\vec{q} \qquad (43)$$

La seconde forme faisant apparaître explicitement le produit scalaire et le produit vectoriel des impulsions des deux pions virtuels.

Dans la réaction à laquelle nous nous intéressons, le grand transfert d'impulsion d'une part, le fait que nous nous intéressions à la section efficace au voisinage de 180° CM d'autre part, conduisent à penser que les deux pions doivent avoir de façon dominante leurs impulsions q et q' alignées selon la direction du mouvement. Pour transférer la même impulsion dans la réaction, il faut des valeurs de |q| ou |q'| beaucoup plus grandes et donc moins probables lorsque celles-ci sont hors de l'axe du mouvement, la probabilité étant coupée par la fonction d'onde du deuton.

On ne garde donc que le terme en $\bar{q}.\bar{q}'$, et même en fait que la projection sur l'axe Oz de tout l'opérateur

$$\theta \simeq \frac{2}{3} \sigma_{3z} \sigma_{1z} q_z^2 \; q_z'^2. \tag{44}$$

II.6 Interaction dans l'espace r

Nous aurons besoin d'une partie de l'interaction dans l'espace r, et nous en donnons ici la forme explicite, sachant que la transformée de Fourier s'écrit :

$$V(\bar{r}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int e^{i\bar{q}\bar{r}} V(\bar{q}) \, d\bar{q} \tag{45}$$

cette définition découlant de la normalisation choisie dans l'écriture de $V(\bar{q})$

$$V(\bar{q}) = - \frac{f_\pi f_\pi^*}{m_\pi^2} \frac{\sigma_z q_z^2}{q^2 + m_\pi^{*2}} \cdot \frac{\Lambda_1^2 - m_\pi^2}{\Lambda_1^{*2} + q^2} \cdot \frac{\Lambda_2^2 - m_\pi^2}{\Lambda_2^{*2} + q^2} \tag{46}$$

avec $m_\pi^{*2} = m_\pi^2 - \omega^2$ $\qquad$ $\Lambda_{1\,2}^{*2} = \Lambda_{1\,2}^2 - \omega^2$

On peut exprimer q_z^2 en polynômes de Legendre :

$$q_z^2 = q^2 \cos^2\theta = \frac{2}{3} \; P_2(\cos\theta) \; q^2 + \frac{1}{3} P_o \; q^2 \tag{47}$$

On peut décomposer en pôles simples :

$$\frac{1}{q^2 + m_\pi^{*2}} \frac{\Lambda_1^2 - m_\pi^2}{\Lambda_1^{*2} + q^2} \frac{\Lambda_2^2 - m_\pi^2}{\Lambda_2^{*2} + q^2} = \frac{1}{q^2 + m_\pi^{*2}} + \frac{\lambda_1}{\Lambda_1^{*2} + q^2} + \frac{\lambda_2}{\Lambda_2^{*2} + q^2} \tag{48}$$

$$\lambda_1 = \frac{\Lambda_2^2 - m_\pi^2}{\Lambda_1^2 - \Lambda_2^2} \qquad \lambda_2 = \frac{\Lambda_1^2 - m_\pi^2}{\Lambda_2^2 - \Lambda_1^2}$$

Nous remarquons tout d'abord que la partie centrale de l'interaction (en P_o) conduirait à un potentiel divergent dans l'espace r si nous n'avions pas inclus les facteurs de forme aux vertex ; en effet :

$$\int e^{i\bar{q}\bar{r}} \frac{q^2 \, d\bar{q}}{q^2 + m_\pi^{*2}} = \int e^{i\bar{q}\bar{r}} \, d\bar{q} - m_\pi^{*2} \int \frac{e^{i\bar{q}\bar{r}}}{q^2 + m_\pi^{*2}} \, d\bar{q} = (2\pi)^3 \, \delta(\bar{r}) - 2\pi^2 \, m_\pi^{*2} \, \frac{e^{-m_\pi^* r}}{r} \tag{49}$$

Le terme en $\delta(\bar{r})$ qui s'ajoute au terme bien connu d'échange d'une masse m donné par Yukawa [YUK 35] est éliminé par les facteurs de forme car :

$$1 + \lambda_1 + \lambda_2 = 0$$

C'est la nature même de ces facteurs de forme de paramétriser des diagrammes d'ordre supérieur qui viennent corriger l'échange d'un pion à très courte distance et suppriment ainsi la divergence, le paramètre Λ restant cependant de par l'imprécision de la théorie relativement arbitraire.

Nous allons voir d'autre part que cette divergence est également éliminée par l'effet de corrélations représentées de façon dominante dans la représentation habituelle par l'échange d'un méson ω simultanément à l'échange du π.

Connaissant la valeur des deux intégrales :

$$\int \frac{e^{i\bar{q}\bar{r}}}{q^2 + m^2} d\bar{q} = 2\pi^2 \frac{e^{-mr}}{r} \tag{50}$$

et

$$\int \frac{e^{i\bar{q}\bar{r}}}{q^2 + m^2} q^2 P_2(\hat{q}) d\bar{q} = - 2\pi^2 m^2 \frac{e^{-mr}}{r} \left[1 + \frac{3}{mr} + \frac{3}{(mr)^2}\right] P_2(\hat{r}) \tag{51}$$

la transformation dans l'espace r du potentiel ne pose plus de difficultés et conduit à :

$$V(r) = + \frac{f_\pi f_\pi^*}{m_\pi^2} \frac{1}{12\pi} \left[2 Y_2(m_\pi^*, \Lambda_1^*, \Lambda_2^*, r) P_2(\hat{r}) + Y_o(m_\pi^*, \Lambda_1^*, \Lambda_2^*, r)\right] \sigma_z \tag{52}$$

avec :

$$Y_i(m_\pi^*, \Lambda_1^*, \Lambda_2^*, r) = y_i(m_\pi^* r) + \lambda_1 y_i(\Lambda_1^* r) + \lambda_2 y_i(\Lambda_2^* r) \tag{53}$$

$$y_o(mr) = m^2 \frac{e^{-mr}}{r}$$

$$y_2(mr) = \left[1 + \frac{3}{mr} + \frac{3}{(mr)^2}\right] m^2 \frac{e^{-mr}}{r}$$

II.7 Traitement des corrélations et de l'échange du méson ρ

Simultanément à l'échange d'un méson π ou ρ pouvant exciter une résonance Δ, l'échange d'un méson ω (spin et parité 1^-, isospin nul) vient réduire l'interaction NN à petite distance et représente le coeur dur de l'interaction. Rappelons que le Lagrangien $L_{\omega NN}$ comme celui du ρ s'écrit en deux parties l'une scalaire, l'autre tensorielle, le rapport des constantes de couplage étant exactement inverse de celui du ρ, c'est-à-dire que la partie scalaire de l'interaction domine cette fois largement la partie tensorielle. Nous suivrons le traitement introduit par Weise [WEI 77]. Une fonction de corrélation de type

$$\Omega(r) = 1 - j_o(mr)$$

avec m = 776 MeV est une bonne approximation de ce que donne le potentiel phénoménologique de "Reid Soft Core" dans le cas de ^{4}He et à courte distance ($r < 1{,}2$ fm) avec une masse assez proche de celle du meson ω [OSE 79, WEI 77].

Dans l'espace des impulsions cette fonction de corrélation devient :

$$\Omega(\vec{q}) = \int e^{i\vec{q}\vec{r}}\, \Omega(\vec{r})\, d\vec{r} = (2\pi)^3\, \delta^{(3)}(\vec{q}) - \frac{2\pi^2}{q^2}\, \delta(q-m)$$

On supposera d'autre part que nous avons les mêmes corrélations pour NN → NN que pour NN → NΔ.

L'échange d'un π et d'un ρ seront donc corrigés par l'échange simultané du ω sous la forme d'un produit entre le potentiel d'origine et la fonction de corrélation dans l'espace r ou d'une convolution dans l'espace q

$$\tilde{V}_{\pi+\rho}(\vec{q}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \Omega(\vec{q}-\vec{k}) \left[V_\pi(\vec{k}) + V_\rho(\vec{k}) \right] d\vec{k} = V_\pi(\vec{q}) + V_\rho(\vec{q}) - V_\pi^c(\vec{q}) - V_\rho^c(\vec{q}) \quad (54)$$

Dans le traitement de Weise, on trouve alors dans le cas NN → NΔ

$$V_\pi^c(\vec{q}) = -\frac{f_\pi\, f_\pi^*}{m_\pi^2}\, F_1^\pi(q^2+m_\omega^2)\, F_2^\pi(q^2+m_\omega^2)\, \frac{\vec{\sigma}_1.\vec{q}\; S_2^+.\vec{q} + \frac{1}{3} m_\omega^2\, \vec{\sigma}_1.\vec{S}_2^+}{q^2+m_\pi^2+m_\omega^2-\omega^2}\, \vec{\tau}_1.\vec{T}_2^+ \qquad (55)$$

$$V_\rho^c(\vec{q}) = -\frac{f_\rho\, f_\rho^*}{m_\rho^2}\, F_1^\rho(q^2+m_\omega^2)\, F_2^\rho(q^2+m_\omega^2)\, \frac{(\vec{\sigma}_1 \Lambda \vec{q})(\vec{S}_2^+ \Lambda \vec{q}) + \frac{2}{3} m_\omega^2\, \vec{\sigma}_1.\vec{S}_2^+}{q^2+m_\rho^2+m_\omega^2-\omega^2}\, \vec{\tau}_1.\vec{T}_2^+$$

avec

$$V_\rho(\vec{q}) = -\frac{f_\rho\, f_\rho^*}{m_\rho^2}\, F_1^\rho(q^2)\, F_2^\rho(q^2)\, \frac{(\vec{\sigma}_1 \Lambda \vec{q})(\vec{S}_2^+ \Lambda \vec{q})}{q^2 + m_\rho^2 - \omega^2}\, \vec{\tau}_1.\vec{T}_2^+ \qquad (56)$$

et $V_\pi(\vec{q})$ donné dans le paragraphe II.5.

On remarque que les facteurs de forme ($F_1^\pi(q^2)$, F_1^ρ, F_2^π, F_2^ρ) ont été transformés par les corrélations parce que celles-ci ont été appliquées sur le potentiel $V_{\pi(\rho)}(\vec{q})$ complet (comprenant les facteurs de forme). Un tel traitement n'est pas évident car il fait perdre la double répulsion à distance r nulle, l'une venant des facteurs de forme (taille finie du vertex), l'autre venant de l'échange de méson ω (répulsion).

On peut reprendre le même type de traitement des corrélations en appliquant celles-ci au potentiel nu (sans facteur de forme), les facteurs de forme étant ajoutés au résultat total. On trouve alors (voir Appendice B)

$$V_\pi^c(\vec{q}) = -\frac{f_\pi f_\pi^*}{m_\pi^2} F_1^\pi(q^2)\, F_2^\pi(q^2)\, \frac{\vec{\sigma}_1.\vec{q}\;\; \vec{S}_2^+.\vec{q}}{q^2 + m_\pi^2 - \omega^2 + m_\omega^2}\, \vec{\tau}_1.\vec{T}_2^+ \qquad (57)$$

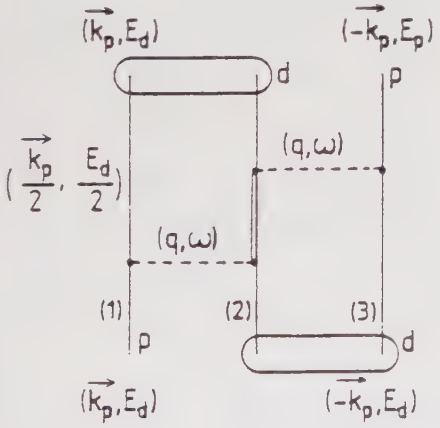
$$V_\rho^c(\vec{q}) = -\frac{f_\rho f_\rho^*}{m_\rho^2} F_1^\rho(q^2)\, F_2^\rho(q^2)\, \frac{(\vec{\sigma}_1 \Lambda \vec{q})(\vec{S}_2^+ \Lambda \vec{q})}{q^2 + m_\rho^2 - \omega^2 + m_\omega^2}\, \vec{\tau}_1.\vec{T}_2^+$$

La différence essentielle par rapport à Weise portant essentiellement sur la partie spin-spin de l'interaction et sur les facteurs de forme non modifiés. La partie spin-spin de l'interaction (échange de π) se trouve également modifiée (voir appendice B), q^2 étant remplacé par $-m_\pi^{*2}$ au numérateur ce qui entraîne dans l'espace r un potentiel d'échange de π de la forme

$$Y_0(m_\pi^*,\Lambda_1^*,\Lambda_2^*,r) = y_0(m_\pi^* r) + \lambda_1 m_\pi^{*2} \frac{e^{-\Lambda_1^* r}}{r} + \lambda_2 m_\pi^{*2} \frac{e^{-\Lambda_2^* r}}{r}$$

En fait, dans notre calcul pour des raisons de simplification numérique, seul le π est traité rigoureusement (intégration sur l'impulsion du pion pondérée par les fonctions d'onde internes du deuton).

Dans chaque cas, en négligeant les fonctions d'onde du deuton, on peut déterminer par conservation d'énergie et d'impulsion au vertex, une valeur moyenne d'impulsion (q_M) et d'énergie ($\bar{\omega}$) transportées par le méson échangé.



Dans le cas du graphe 1

$$\bar{\omega} = E_p - E_d/2$$

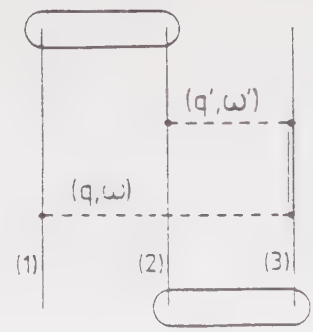
$$q_M = k_p/2$$

pour chacun des mésons échangés, l'impulsion étant égale en module mais de direction opposée.

Dans le cas du graphe 2 ou 3, on trouve :

$$\bar{\omega} = E_p - E_d/2 \qquad q_M = k_p/2$$

$$\bar{\omega}' = 0 \qquad q_M' = k_p$$



En factorisant le potentiel d'échange d'un pion on peut alors exprimer la correction $\varepsilon_{\rho+\omega}$ en fonction de ces énergies et impulsion moyennes échangées, et ceci pour chaque méson des diagrammes 1, 2 et 3

$$\tilde{V}_{\pi+\rho}(\vec{q}) = V_\pi(\vec{q}) \left[1 - \frac{V_\pi^c(q_M)}{V_\pi(q_M)} + \frac{V_\rho(q_M)}{V_\pi(q_M)} - \frac{V_\rho^c(q_M)}{V_\pi(q_M)} \right] = V_\pi(\vec{q}) \left[1 - \varepsilon_{\rho+\omega}(q_M, \bar{\omega}) \right] \qquad (58)$$

On trouve alors dans notre cas d'évaluation des corrélations

$$\varepsilon_{\rho+\omega}^{spin}(\bar{q}_M, \bar{\omega}) = \frac{q^2+m_\pi^{*2}}{q^2+m_\omega^2+m_\pi^{*2}} - \frac{2\, f_\rho\, f_\rho^*}{m_\rho^2} \frac{m_\pi^2}{f_\pi\, f_\pi^*} \left[\frac{q^2+m_\pi^{*2}}{q^2+m_\rho^{*2}} - \frac{q^2+m_\pi^{*2}}{q^2+m_\omega^2+m_\rho^{*2}} \right] \frac{F_1^\rho\, F_2^\rho}{F_1^\pi\, F_2^\pi}$$

$$\varepsilon_{\rho+\omega}^{tenseur}(q_M, \bar{\omega}) = \frac{q^2+m_\pi^{*2}}{q^2+q_c^2+m_\pi^{*2}} + \frac{f_\rho\, f_\rho^*}{m_\rho^2} \frac{m_\pi^2}{f_\pi\, f_\pi^*} \left[\frac{q^2+m_\pi^{*2}}{q^2+m_\rho^{*2}} - \frac{q^2+m_\pi^{*2}}{q^2+m_\omega^2+m_\rho^{*2}} \right] \frac{F_1^\rho\, F_2^\rho}{F_1^\pi\, F_2^\pi} \qquad (59)$$

pour la partie spin-spin de l'interaction (opérateur $\sigma_1.\sigma_2$) et pour la partie tenseur de l'interaction (opérateur $S_{12}(\hat{q})$), les facteurs de forme étant évalués à q^2.

Dans le cas de Weise les corrections s'écrivaient :

$$\varepsilon_{\rho+\omega}^{spin}(q_M, \bar{\omega}) = \left(\frac{q^2+m_\omega^2}{q^2} \right) \left(\frac{q^2+m_\pi^{*2}}{q^2+m_\omega^2+m_\pi^{*2}} \right) \frac{F_1^{\pi'}\, F_2^{\pi'}}{F_1^\pi\, F_2^\pi} - \frac{2\, f_\rho\, f_\rho^*}{m_\rho^2} \frac{m_\pi^2}{f_\pi\, f_\pi^*} \left[\left(\frac{q^2+m_\pi^{*2}}{q^2+m_\rho^{*2}} \right) \frac{F_1^\rho\, F_2^\rho}{F_1^\pi\, F_2^\pi} \right.$$

$$\left. - \left(\frac{q^2+m_\omega^2}{q^2} \right) \left(\frac{q^2+m_\pi^{*2}}{q^2+m_\omega^2+m_\rho^{*2}} \right) \frac{F_1^\rho\, F_2^\rho}{F_1^\pi\, F_2^\pi} \right]$$

$$\varepsilon_{\rho+\omega}^{tenseur}(q_M, \bar{\omega}) = \frac{q^2+m_\pi^{*2}}{q^2+m_\omega^2+m_\pi^{*2}} \frac{F_1^{\pi'}\, F_2^{\pi'}}{F_1^\pi\, F_2^\pi} + \frac{f_\rho\, f_\rho^*}{m_\rho^2} \frac{m_\pi^2}{f_\pi\, f_\pi^*} \left[\left(\frac{q^2+m_\pi^{*2}}{q^2+m_\rho^{*2}} \right) \frac{F_1^\rho\, F_2^\rho}{F_1^\pi\, F_2^\pi} \right. \qquad (60)$$

$$\left. - \frac{q^2+m_\pi^{*2}}{q^2+m_\omega^2+m_\rho^{*2}} \frac{F_1^{\rho'}\, F_2^{\rho'}}{F_1^\pi\, F_2^\pi} \right]$$

où cette fois les facteurs de forme (') sont évalués à une impulsion $q'^2 = q^2 + m_\omega^2$.

La différence entre les deux approches portant essentiellement sur la partie de spin de l'interaction, il s'ensuit que les calculs de la réaction pd → dp

n'en sont pas trop affectés car ils sont dominés par la partie tenseur de l'interaction. Pour d'autres réactions comme A(p,n)B par exemple il en serait sans doute différemment.

II.8 Correction de recul

Nous avons vu que le couplage pseudovectoriel conduisait pour le pion à une fonction de vertex πNN de la forme

$$\bar{\sigma}.\bar{q}\left[1 - \frac{\omega}{q}\left(\frac{\vec{p}}{E+M} + \frac{\vec{p}'}{E'+M}\right)\right]\frac{\sqrt{(E+M)(E'+M)}}{2M} \qquad (61)$$

Comme nous ne traitons dans nos calculs que $\bar{\sigma}.\bar{q}$ aux vertex, on corrige l'effet de recul dans le même esprit que l'effet de l'échange de ρ et de ω en écrivant :

$$\bar{\sigma}.\vec{q}\ (1 - \varepsilon_R) \qquad (62)$$

$$\varepsilon_R = 1 - \frac{\sqrt{(E+M)(E'+M)}}{2M}\left[1 - \frac{\bar{\omega}}{q_M}\left(\frac{\vec{p}_M}{E+M} + \frac{\vec{p}'_M}{E+M}\right)\right]$$

le terme de correction ε_R étant évalué pour chaque vertex avec les valeurs cinématiques calculées sans effet des fonctions d'onde (voir paragraphe II.7). La correction pour le pion entre nucléon 2 et 3 des graphes 2 et 3 est pratiquement nulle car $\bar{\omega}'$ est nul. Les fonctions de vertex πNΔ sont de la forme

$$\vec{\sigma}.\left(\vec{q} + \frac{M_\Delta - M_N}{M_N}\vec{p}_\Delta\right)$$

Comme pour tous les vertex πNΔ que nous avons à envisager, $\vec{p}_\Delta$ est à peu près nul, nous ne faisons aucune correction de recul à ces vertex.

Soulignons pour terminer que cette correction est relativement ambigue. Elle dépend en effet du type de couplage choisi (pseudoscalaire ou pseudovecteur), du référentiel dans lequel on l'évalue et des approximations introduites ($E \simeq M$). Cette correction n'est pas petite ; ε_R vaut 0,14 à 400 MeV et atteint 0,35 pour une énergie cinétique de 1200 MeV du proton incident.

III. CALCUL EXPLICITE DE pd → dp

III.1 Graphes avec un Δ

III.1.1 *Antisymétrisation*

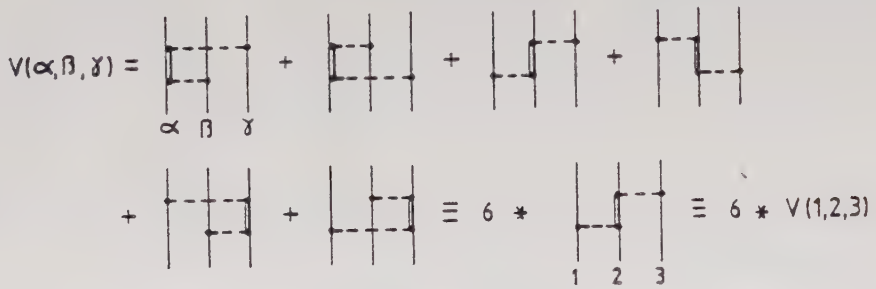
L'amplitude de transition s'écrit en approximation de Born

$$T = \langle \psi_f(1,2,3) | V | \psi_i(1,2,3) \rangle$$

Les fonctions d'onde ψ_i (initiale) et ψ_f(finale) décrivent les trois nucléons du problème. Elles sont antisymétriques dans l'échange de deux nucléons quelconques. Elles contiennent le mouvement relatif des nucléons (fonction d'onde du deuton entre deux nucléons) et en approximation de Born l'onde plane décrivant le mouvement relatif proton-deuton. Elles sont de plus normalisées à 1

$$\psi(1,2,3) = \frac{1}{\sqrt{3}} \left[\phi(1) \, \phi_d(2,3) - \phi(2) \, \phi_d(1,3) + \phi(3) \, \phi_d(1,2) \right]$$

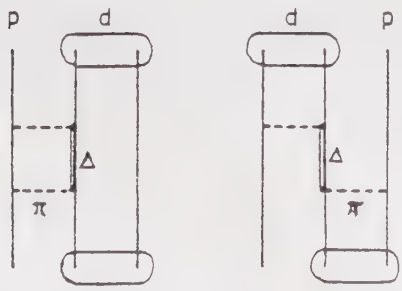
Dans cette expression, ϕ_d représente la fonction d'onde du deuton déjà antisymétrisée. Le potentiel $V(\alpha,\beta,\gamma)$ est symétrique dans l'échange de deux nucléons.



Dans ces dessins les lignes montantes représentent les trois nucléons du problème évoluant de la voie initiale (en bas) à la voie finale (en haut). Les lignes pointillées représentent l'échange de mésons (π) et la ligne double l'excitation de la résonance .

Les fonctions d'onde étant antisymétrisées, il suffit de calculer l'amplitude de transition correspondant à un des diagrammes en sachant que l'on a ainsi un sixième de l'amplitude totale.

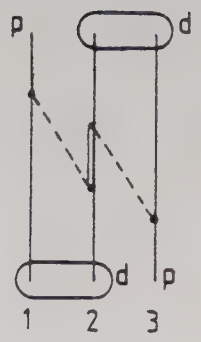
Cette amplitude se décompose en neuf termes (trois termes dans chaque fonction d'onde) dont trois représentent des diffusions élastiques proton-deuton. Nous négligeons ces termes qui sont probablement petits dans une diffusion à 180° puisqu'ils impliquent le transfert maximum d'impulsion, chaque nucléon du problème ayant son impulsion renversée au cours de la réaction au mouvement de Fermi près dans le deuton. Notons que l'argument de l'égalité expérimentale des sections efficaces nucléon-nucléon à 0° et 180° est le reflet de l'indiscernabilité des particules, effet déjà pris en compte dans l'antisymétrisation des fonctions d'onde. Cet argument n'est donc pas valable dans ce type de calcul pour ne pas rejetter les termes de véritable diffusion élastique arrière qui doivent être d'autant plus négligeables que l'impulsion incidente est grande.



diffusion élastique

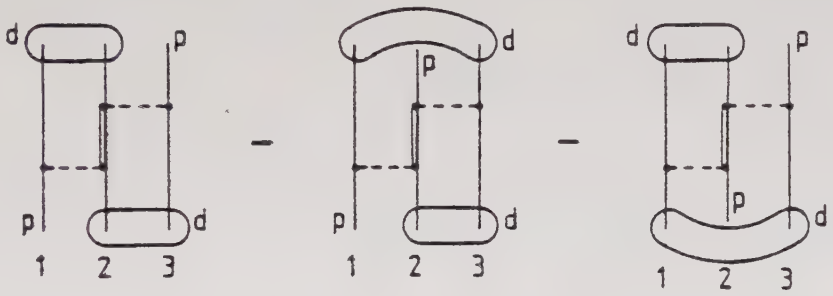
diagramme interdit (isospin)

D'autres termes de l'amplitude de transition sont encore à rejeter sur les six qui restent, ce sont tous ceux dans lesquels le deuton (isospin T=0) se décompose par échange d'un pion en un nucléon (t=1/2) et un delta (t=3/2), la conservation de l'isospin n'étant pas assurée. Des diagrammes différemment ordonnés dans le temps rendent cet argument non strict, leur contribution étant cependant négligeable à cause de la faible valeur des propagateurs impliqués :



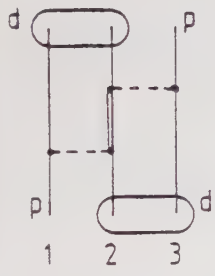
exemple →

En définitive il nous reste donc le signe moins devant les deux derniers diagrammes venant de l'écriture antisymétrisée des fonctions d'onde initial et finale de la réaction. Ils correspondent tous à l'échange d'un nucléon entre le deuton initial et le deuton final.



III.1.2 *Calcul des amplitudes de transition*

Diagramme I



En se plaçant dans le centre de masse, et en décrivant le mouvement du proton et du deuton par des ondes planes on peut écrire l'amplitude de transition :

$$T^{M'\mu_f}_{M\ \mu_i}(I) = \langle \varphi^{M'}(1,2)\ \varphi^{\mu_f}(3) \left| V(\bar{r}_{23})\ V(\bar{r}_{12}) \right| \varphi^{\mu_i}(1)\ \varphi^{M}(2,3) \rangle$$

où M et M', μ_i et μ_f désignent les projections du moment angulaire total du deuton et du proton sur un axe de quantification. Les potentiels $V(\bar{r})$ sont définis en (52), (53).

En appelant $\bar{k}_i$ et $\bar{k}_f$ les impulsions dans le centre de masse du proton avant et après réaction :

$$T^{M'\mu_f}_{M\ \mu_i}(I) = \int e^{-i\bar{k}_f\bar{r}_3 + i\,\bar{k}_f\left(\frac{\bar{r}_1+\bar{r}_2}{2}\right)}\ \phi^{*}_{M'}(\bar{r}_{12})\ V(\bar{r}_{12})\ V(\bar{r}_{23})$$

$$\phi_M(r_{23})\ e^{i\bar{k}_i\bar{r}_1 - i\,\bar{k}_i\left(\frac{\bar{r}_2+\bar{r}_3}{2}\right)} d\bar{r}_1\ d\bar{r}_2\ d\bar{r}_3$$

En faisant la transformation de coordonnées

$$\begin{cases} \bar{r} = \bar{r}_2 - \bar{r}_3 \\ \bar{r}' = \bar{r}_1 - \bar{r}_2 \\ \bar{R} = \frac{1}{3}(\bar{r}_1 + \bar{r}_2 + \bar{r}_3) \end{cases}$$

et en notant

$$\bar{Q} = \frac{\bar{k}_f}{2} + \bar{k}_i \qquad \bar{Q}' = \bar{k}_f + \frac{\bar{k}_i}{2} \tag{63}$$

on trouve après élimination du centre de masse :

$$T^{M'\mu_f}_{M\,\mu_i}(I) = \int e^{i\bar{r}\bar{Q}}\, e^{i\bar{r}'\bar{Q}'}\, \phi^*_{M'}(\bar{r}')\, V(\bar{r}')\, \phi_M(\bar{r})\, V(\bar{r})\, d\bar{r}\, d\bar{r}'$$

En introduisant une fonction

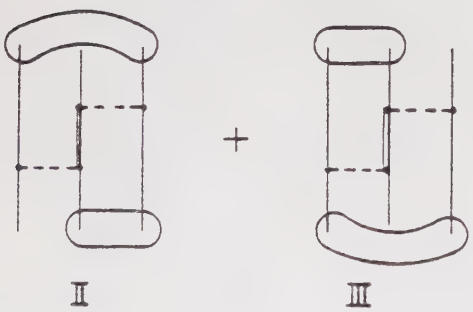
$$\tilde{\phi}^M(\bar{q}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int e^{i\bar{q}\bar{r}}\, V(\bar{r})\, \phi^M_d(\bar{r})\, d\bar{r} \tag{64}$$

transformée de Fourier du produit de la fonction d'onde du deuton par l'interaction V, on arrive au résultat très simple

$$T^{M'\mu_f}_{M\,\mu_i}(I) = (2\pi)^3\, \tilde{\phi}^{M'}(Q')\, \tilde{\phi}^M(Q) * \text{Is} \tag{65}$$

où Is représente la partie d'isospin traitée explicitement plus loin.

Diagrammes II et III



II III

L'amplitude de transition de ces deux diagrammes s'écrit :

$$T^{M'\mu_f}_{M\,\mu_i}(II) = \langle \varphi^{M'}(1,3)\, \varphi^{\mu_f}(2) \left| V(\bar{r}_{23})\, V(\bar{r}_{12}) \right| \varphi^M(2,3)\, \varphi^{\mu_i}(1) \rangle$$

$$T^{M'\mu_f}_{M\,\mu_i}(III) = \langle \varphi^{M'}(1,2)\, \varphi^{\mu_f}(3) \left| V(\bar{r}_{23})\, V(\bar{r}_{12}) \right| \varphi^M(1,3)\, \varphi^{\mu_i}(2$$

On arrive sans difficultés en ondes planes aux expressions :

$$T^{M'\mu_f}_{M\,\mu_i}(II) = \int \tilde{\phi}^M(\bar{q})\, \phi^{*M'}_d\left(\bar{q} + \frac{\bar{k}_i - \bar{k}_f}{2}\right) V\left(\bar{q} - \bar{k}_f - \frac{\bar{k}_i}{2}\right) d\bar{q} * \text{Is} \tag{66}$$

$$T^{M'\mu_f}_{M\,\mu_i}(III) = \int \tilde{\phi}^{*M'}(\bar{q})\, \phi^M_d\left(\bar{q} + \frac{\bar{k}_i - \bar{k}_f}{2}\right) V\left(\bar{q} + \bar{k}_i + \frac{\bar{k}_f}{2}\right) d\bar{q} * \text{Is}$$

en ayant pris contrairement au potentiel une transformée de Fourier conservant la norme pour la fonction d'onde du deuton. Le potentiel $V(\bar{q})$ est défini en (46)

$$\phi_d^M(\bar{q}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int e^{i\bar{q}\bar{r}} \phi_d^M(\bar{r})\, d\bar{r} \qquad (67)$$

On remarquera la symétrie de ces deux diagrammes lorsque l'on interchange voie initiale et voie finale, ce qui permet de ne calculer pratiquement qu'un seul de ces diagrammes, la non identité entre les coordonnées du potentiel et celles de la fonction d'onde du deuton conduisant contrairement au diagramme I à une intégrale numérique à deux dimensions.

Evaluation de la fonction $\tilde{\phi}^M(q)$

Ecrivons le potentiel dans l'espace r défini en (52) sous la forme :

$$V(\bar{r}) = S(r)\, Y_{oo}(\hat{r}) + D(r)\, Y_{20}(\hat{r})$$

et la fonction d'onde du deuton :

$$\phi_d^M(\bar{r}) = \sum_{L=0,2} \mu_L(r) \left[Y_L(\hat{r})\, \chi_1 \right]_1^M$$

Le grand transfert qui doit être réalisé lors de la réaction autour de 180° (angle centre de masse du proton) force les impulsions des pions échangés à s'aligner selon l'axe Oz de propagation des particules (proton et deuton) de façon à contribuer au maximum à ce grand transfert d'impulsion. Nous avons vu que cette simplification réduit le potentiel à des composantes à symétrie axiale aussi bien dans l'espace des impulsions que dans celui des coordonnées. De même,nous ne garderons dans le deuton que les composantes à symétrie axiale comme donnant la contribution prépondérante aux amplitudes de diffusion. Ceci est rigoureux à 180° pour le diagramme I, les vecteurs $\bar{Q}$ et $\bar{Q}'$ étant alors sur l'axe Oz.

Avec cette approximation

$$\phi_d^M(\bar{r}) = \left(\mu_o(r)\, Y_{oo}(\hat{r}) + \mu_2(r)\, Y_{20}(\hat{r}) \langle 2\,0\,1\,M | 1\,M \rangle \right) \chi_1^M$$

où χ_1^M désigne la fonction d'onde de spin du deuton et $\langle j_1\, m_1\, j_2\, m_2 | J\, M \rangle$ les coefficients classiques de couplage Clebsch-Gordon. On arrive alors à la valeur de la fonction

$$\tilde{\phi}^M(\bar{q}) = \left(A_o(q) + B_o(q) \langle 2\,0\,1\,M | 1\,M \rangle \right) Y_{oo}(\hat{q}) + \left(A_2(q) + B_2(q) \langle 2\,0\,1\,M | 1\,M \rangle \right) Y_{20}(\hat{q}) + B_4(q) \langle 2\,0\,1\,M | 1\,M \rangle\, Y_{40}(\hat{q}) \qquad (68)$$

Les fonctions $A_i(q)$ ne faisant intervenir que l'état S du deuton alors que les fonctions $B_i(q)$ font intervenir l'état D

$$A_o(q) = \frac{\sqrt{4\pi}}{(2\pi)^{3/2}} \int_o^\infty r^2 dr\ j_o(qr)\ \mu_o(r)\ S(r) \qquad (69)$$

$$A_2(q) = -\frac{\sqrt{4\pi}}{(2\pi)^{3/2}} \int_o^\infty r^2 dr\ j_2(qr)\ \mu_o(r)\ D(r)$$

$$B_o(q) = \frac{\sqrt{4\pi}}{(2\pi)^{3/2}} \int_o^\infty r^2 dr\ j_o(qr)\ \mu_2(r)\ D(r)$$

$$B_2(q) = -\frac{\sqrt{4\pi}}{(2\pi)^{3/2}} \int_o^\infty r^2 dr\ j_2(qr)\ \mu_2(r) \left[S(r) + \frac{10}{7\sqrt{5}} D(r)\right]$$

$$B_4(q) = \frac{\sqrt{4\pi}}{(2\pi)^{3/2}} \int_o^\infty r^2 dr\ \frac{6}{7}\ j_4(qr)\ \mu_2(r)\ D(r)$$

La partie en $Y_{40}(\hat{q})$ résulte du couplage possible entre l'état D du deuton et la partie tensorielle de l'interaction. Elle différencie la fonction $\tilde{\phi}^M(\bar{q})$ d'une fonction d'onde modifiée du deuton (qui contiendrait un état S et un état D avec une partie radiale éventuellement modifiée).

III.1.3 *Forme explicite des amplitudes de transition*

Partie de spin

L'opérateur de spin $\sigma_{1z}\ \sigma_{3z}$ est à évaluer entre les fonctions d'onde de spin du proton et du deuton.

Diagramme I

$$\langle \chi^{\mu_f}_{1/2}(3) \left[\chi_{1/2}(1)\ \chi_{1/2}(2)\right]^{M'}_1 |\sigma_{1z}\ \sigma_{3z}| \chi^{\mu_i}_{1/2}(1) \left[\chi_{1/2}(2)\ \chi_{1/2}(3)\right]^{M}_1 \rangle$$

$$= 4\mu_i\mu_f \sum_\mu \langle \tfrac{1}{2}\ \mu\ \tfrac{1}{2}\ \mu_f | 1\ M\rangle \langle \tfrac{1}{2}\ \mu_i\ \tfrac{1}{2}\ \mu | 1\ M'\rangle$$

Diagramme II

$$\langle \chi^{\mu_f}_{1/2}(2) \left[\chi_{1/2}(1)\ \chi_{1/2}(3)\right]^{M'}_1 |\sigma_{1z}\ \sigma_{3z}| \chi^{\mu_i}_{1/2}(1) \left[\chi_{1/2}(2)\ \chi_{1/2}(3)\right]^{M}_1 \rangle$$

$$= 4\mu_i \sum_\mu \mu \langle \tfrac{1}{2}\ \mu_f\ \tfrac{1}{2}\ \mu | 1\ M\rangle \langle \tfrac{1}{2}\ \mu_i\ \tfrac{1}{2}\ \mu | 1\ M'\rangle$$

Diagramme III

$$\langle \chi^{\mu_f}_{1/2}(3) \left[\chi_{1/2}(1)\ \chi_{1/2}(2)\right]^{M'}_1 |\sigma_{1z}\ \sigma_{3z}| \chi^{\mu_i}_{1/2}(2) \left[\chi_{1/2}(1)\ \chi_{1/2}(3)\right]^{M}_1 \rangle$$

$$= 4\mu_f \sum_\mu \mu \langle \tfrac{1}{2}\ \mu_f\ \tfrac{1}{2}\ \mu | 1\ M\rangle \langle \tfrac{1}{2}\ \mu_i\ \tfrac{1}{2}\ \mu | 1\ M'\rangle$$

Partie en isospin

L'opérateur d'isospin s'écrit $\vec{\tau}_3 . \vec{T}_2 \; \vec{T}_2^{+} . \vec{\tau}_1 = \frac{2}{3} \vec{\tau}_3 . \vec{\tau}_1 - \frac{i}{3} \vec{\tau}_2 . (\vec{\tau}_3 \wedge \vec{\tau}_1)$. Il est à évaluer entre les fonctions d'onde d'isospin du proton et du deuton et conduit pour les trois diagrammes au même résultat numérique.

Diagramme I

$$<\tau_{1/2}^{-1/2}(3) \left[\tau_{1/2}(1) \; \tau_{1/2}(2)\right]_0^0 \; | \tau_3 . T_2 \; T_2^{+} . \tau_1 | \tau_{1/2}^{-1/2}(1) \left[\tau_{1/2}(2) \; \tau_{1/2}(3)\right]_0^0 > = - 2$$

Diagramme II

$$<\tau_{1/2}^{-1/2}(2) \left[\tau_{1/2}(1) \; \tau_{1/2}(3)\right]_0^0 \; | \tau_3 . T_2 \; T_2^{+} . \tau_1 | \tau_{1/2}^{-1/2}(1) \left[\tau_{1/2}(2) \; \tau_{1/2}(3)\right]_0^0 > = - 2$$

Diagramme III

$$<\tau_{1/2}^{-1/2}(3) \left[\tau_{1/2}(1) \; \tau_{1/2}(2)\right]_0^0 \; | \tau_3 . T_2 \; T_2^{+} . \tau_1 | \tau_{1/2}^{-1/2}(2) \left[\tau_{1/2}(1) \; \tau_{1/2}(3)\right]_0^0 > = - 2$$

Forme explicite

Diagramme I

L'amplitude de transition peut se décomposer en quatre parties :

$$T^{M' \mu_f}_{M \; \mu_i}(I) = - 2 * 4 \mu_i \mu_f \sum_{\mu} <\tfrac{1}{2} \; \mu \; \tfrac{1}{2} \; \mu_i | 1 \; M'> <\tfrac{1}{2} \; \mu \; \tfrac{1}{2} \; \mu_f | 1 \; M> *$$

$$* \left[f_0 + f_1 <2 \; 0 \; 1 \; M | 1 \; M> + f_2 <2 \; 0 \; 1 \; M' | 1 \; M'> \right.$$

$$\left. + f_3 <2 \; 0 \; 1 \; M | 1 \; M> <2 \; 0 \; 1 \; M' | 1 \; M'> \right]$$

avec

$$f_0 = \left[A_0(Q) \; Y_{00}(\hat{Q}) + A_2(Q) \; Y_{20}(\hat{Q})\right] . \left[A_0(Q') \; Y_{00} + A_2(Q') \; Y_{20}(\hat{Q}')\right] * (2\pi)^3 \qquad (71)$$

$$f_1 = \left[B_0(Q') \; Y_{00} + B_2(Q') \; Y_{20}(\hat{Q}') + B_4(Q') \; Y_{40}(\hat{Q}')\right] . \left[A_0(Q) \; Y_{00} + A_2(Q) \; Y_{20}(\hat{Q})\right] * (2\pi)^3$$

$$f_2 = f_1$$

$$f_3 = \left[B_0(Q)\ Y_{00} + B_2(Q)\ Y_{20}(\hat{Q}) + B_4(Q)\ Y_{40}(\hat{Q})\right] \cdot \left[B_0(Q')\ Y_{00} + B_2(Q')\ Y_{20}(\hat{Q}') + B_4(Q')\ Y_{40}(\hat{Q}')\right] * (2\pi)^3$$

l'égalité entre f_2 et f_1 résultant du fait que $|\overline{Q}| = |\overline{Q}'|$ et que ces vecteurs font avec l'axe Oz respectivement un angle θ et $\pi-\theta$ ce qui ne change par la valeur de $Y_{\ell 0}(\hat{Q})$ avec ℓ pair. Les vecteurs Q et Q' sont définis par l'équation (63)

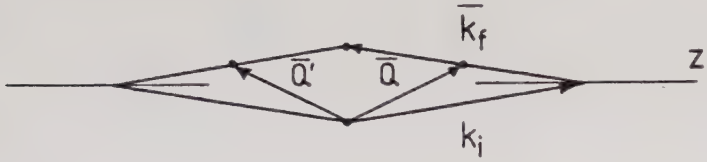


Fig. a

Diagramme II et III

On décompose cette amplitude également en quatre termes :

$$T^{M'\mu_f}_{M\ \mu_i}(II) = -2 * 4\mu_i \sum_{\mu} \mu \left\langle \tfrac{1}{2}\ \mu\ \tfrac{1}{2}\ \mu_f \middle| 1\ M \right\rangle \left\langle \tfrac{1}{2}\ \mu\ \tfrac{1}{2}\ \mu_i \middle| 1\ M' \right\rangle \qquad (72)$$

$$* \left[g_0 + g_1 \langle 2\ 0\ 1\ M|1\ M\rangle + g_2 \langle 2\ 0\ 1\ M'|1\ M'\rangle + g_3 \langle 2\ 0\ 1\ M|1\ M\rangle \langle 2\ 0\ 1\ M'|1\ M'\rangle\right]$$

avec

$$g_0 = 2\pi \int_{-1}^{1} dt \int_0^{\infty} q^2 dq \left[A_0(q)\ Y_{00} + A_2(q)\ Y_{20}(\hat{q})\right] \mu_0(|\overline{q} + \overline{Q}_1|)\ Y_{00}\ V(\overline{q}-\overline{Q}')$$

$$g_1 = 2\pi \int_{-1}^{1} dt \int_0^{\infty} q^2 dq \left[B_0(q)\ Y_{00} + B_2(q)\ Y_{20}(\hat{q}) + B_4(q)\ Y_{40}(\hat{q})\right] \mu_0(|\overline{q} + \overline{Q}_1|)\ Y_{00}\ V(\overline{q}-\overline{Q}') \qquad (73)$$

$$g_2 = 2\pi \int_{-1}^{1} dt \int_0^{\infty} q^2 dq \left[A_0(q)\ Y_{00} + A_2(q)\ Y_{20}(\hat{q})\right] \mu_2(|\overline{q} + \overline{Q}_1|)\ Y_{20}(\widehat{\overline{q}+\overline{Q}_1})\ V(\overline{q}-\overline{Q}')$$

$$g_3 = 2\pi \int_{-1}^{1} dt \int_0^{\infty} q^2 dq \left[B_0(q)\ Y_{00} + B_2(q)\ Y_{20}(\hat{q}) + B_4(q)\ Y_{40}(\hat{q})\right] \mu_2(|\overline{q} + \overline{Q}_1|)\ Y_{20}(\widehat{\overline{q} + \overline{Q}_1})\ V(\overline{q}-\overline{Q}')$$

avec

$$\overline{Q}_1 = \overline{Q} - \overline{Q}' = \frac{\overline{k}_i - \overline{k}_f}{2}$$

l'intégrale $\int_{-1}^{1} dt$ indiquant l'intégration sur le cosinus de l'angle entre le vecteur $\bar{q}$ et l'axe Oz, et P_0, P_2 les polynômes de Legendre

$$V(\bar{q}) = \frac{2}{3} \frac{f_\pi f_\pi^*}{m_\pi^2} \frac{(\Lambda^2 - m_\pi^2)^2}{(q^2 + m_\pi^{*2})(\Lambda^2 + q^2)^2} \left[- \frac{m_\pi^{*2}}{2} P_0(t) + q^2 P_2(t) \right] \qquad (74)$$

On trouve pour le diagramme III avec les mêmes définitions excepté que l'on prend $V(\bar{q} + \bar{Q})$ au lieu de $V(\bar{q} - \bar{Q}')$

$$T_{M\ \mu_i}^{M'\mu_f}(III) = - 2 * 4\mu_f \sum_\mu \mu \ \langle \tfrac{1}{2}\ \mu\ \tfrac{1}{2}\ \mu_f | 1\ M \rangle \langle \tfrac{1}{2}\ \mu\ \tfrac{1}{2}\ \mu_i | 1\ M' \rangle \qquad (75)$$

$$* \left[g_0 + g_2 \langle 2\ 0\ 1\ M | 1\ M \rangle + g_1 \langle 2\ 0\ 1\ M' | 1\ M' \rangle + \right.$$

$$\left. + g_3 \langle 2\ 0\ 1\ M | 1\ M \rangle \langle 2\ 0\ 1\ M' | 1\ M' \rangle \right]$$

Les valeurs numériques de g_0, g_1, g_2 et g_3 sont les mêmes pour les diagrammes II et III pour des raisons de symétrie évidentes entre $\bar{Q}$ et $\bar{Q}'$ (fig.a).

La valeur numérique des différents Clebsch conduit aux amplitudes de transition suivantes :

$$T_{1\ 1/2}^{1\ 1/2} = T_{-1\ -1/2}^{-1\ 1/2} = - 2 \left(f_0 + \frac{2}{\sqrt{10}} f_1 + \frac{1}{10} f_3 \right) + 4 \left(g_0 + \frac{1}{\sqrt{10}} (g_1 + g_2) + \frac{g_3}{10} \right) \qquad (76)$$

$$T_{0\ 1/2}^{1\ -1/2} = T_{1\ -1/2}^{0\ 1/2} = T_{-1\ 1/2}^{0\ -1/2} = T_{0\ -1/2}^{-1\ 1/2} = \frac{2}{\sqrt{2}} \left(f_0 - \frac{1}{\sqrt{10}} f_1 - \frac{f_3}{5} \right) + \frac{3}{\sqrt{5}} (g_2 - g_1)$$

$$T_{0\ 1/2}^{0\ 1/2} = T_{0\ -1/2}^{0\ -1/2} = - \left(f_0 - 2 \sqrt{\frac{2}{5}} f_1 + \frac{2}{5} f_3 \right) - 2 \left(g_0 - \sqrt{\frac{2}{5}} (g_1 + g_2) + \frac{2}{5} g_3 \right)$$

les autres amplitudes étant nulles à cause des Clebsch qu'elles impliquent. Ces résultats comprennent le facteur de spin et le facteur d'isospin ainsi que le signe d'antisymétrisation des graphes II et III par rapport à I. Il reste à multiplier ces amplitudes par les facteurs suivants :

$$6 * \left(\frac{1}{\sqrt{3}} \right)^2 * \frac{2}{3} \frac{F_\Delta(k_\pi^2)}{E_\Delta - E_p}$$

Le facteur 6 vient de la symétrisation de l'interaction, le facteur $\left(\frac{1}{\sqrt{3}} \right)^2$ vient de la normalisation des fonctions d'onde initiale et finale (le signe moins pour les diagrammes II et III ayant été inclus dans la somme précédente). Enfin le dernier terme non traité dans l'interaction V(r) ou V(q) comprend le propagateur du Δ et le facteur de forme (éventuel) du Δ au vertex $\pi N \Delta$, le facteur $\frac{2}{3}$ résultant de l'écriture (43), (44).

III.1.4 *Traitement des pôles*

Les pions échangés lors de la réaction pouvant être hors couche de masse, la quantité $m_\pi^{*2} = m_\pi^2 - \omega^2$ où ω est l'énergie emportée par le π calculé par conservation d'énergie au vertex peut devenir négative.

Dans notre cas nous avons choisi l'approximation

$$\omega = E_p - E_d/2$$

et ω devient supérieur à m_π pour des énergies du proton incident (dans le laboratoire) supérieures à 462 MeV. La quantité m_π^* est alors imaginaire pure et nous la traitons comme telle dans la forme du potentiel d'échange d'un pion dans l'espace r décrite précédemment [ARE 75].

Les fonctions $y_0(m_\pi^* r)$ et $y_2(m_\pi^* r)$ se prolongent alors naturellement en remplaçant m_π^* dans les définitions de y_0 et y_2 par $-i\, m_\pi^*$ en redéfinissant

$$m_\pi^* = \sqrt{\omega^2 - m_\pi^2}$$

$$y_0(m_\pi^* r) = - m_\pi^{*2} \left[\frac{\cos(m_\pi^* r)}{r} + i \frac{\sin(m_\pi^* r)}{r} \right] \qquad (77)$$

$$y_2(m_\pi^* r) = - \frac{m_\pi^{*2}}{r} \left\{ \left[1 - \frac{3}{(m_\pi^* r)^2} \right] \cos(m_\pi^* r) - \frac{3}{m_\pi^* r} \sin(m_\pi^* r) \right.$$
$$\left. + i \left[\left[1 - \frac{3}{(m_\pi^* r)^2} \right] \sin(m_\pi^* r) + \frac{3}{m_\pi^* r} \cos(m_\pi^* r) \right] \right\}$$

Il y a évidemment ambiguité apparente dans le choix du signe de la masse

$$m_\pi^* = \pm i \sqrt{\omega^2 - m_\pi^2}$$

En fait, cette ambiguité se lève en considérant que ce signe doit être en accord avec le signe choisi pour la largeur du Δ (partie imaginaire). La largeur du Δ est représentée par des graphes du type 1, la partie imaginaire du propagateur représentant une certaine probabilité de disparition du flux. De même, dans des graphes du type 2 quand le π a assez d'énergie pour devenir réel une partie du flux peut se perdre et les deux pertes possibles de flux (largeur du Δ et échange de pions réels) doivent s'ajouter pour des énergies près du seuil de production du π, ce qui fixe le signe de m_π^* par rapport à celui de

1 2

$$V(q) \simeq \frac{1}{M_\Delta - i\frac{\Gamma}{2}} \quad \frac{1}{q^2 + m_\pi^{*2}}$$

$$m_\pi^* = \pm i\,\bar{m}_\pi \qquad \bar{m}_\pi > 0$$

Dans l'espace r en supposant $\bar{m}_\pi$ petit

$$V(r) \alpha \frac{m_\pi^{*2}}{M_\Delta - i\frac{\Gamma}{2}} \quad \frac{e^{-m_\pi^* r}}{r} \simeq \frac{m_\pi^{*2}}{M_\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \frac{1}{r} \left[(M_\Delta \pm \frac{\Gamma}{2}\bar{m}_\pi r) + i\,(\frac{\Gamma}{2} \mp M_\Delta\,\bar{m}_\pi r) \right] \quad (78)$$

ce qui fixe le choix $m_\pi^* = - i \sqrt{|m_\pi^{*2}|}$.

Le calcul des fonctions g_i par intégration sur l'impulsion du pion échangé pose un problème numérique, un pôle apparaissant dans la fonction à intégrer. Ces fonctions peuvent s'écrire sous la forme :

$$R = \int_0^\infty dq \int_{-1}^{1} dt \quad \frac{f(q,t)}{q^2 - m_\pi^{*2}}$$

(avec m_π^{*2} positif).

On peut définir une nouvelle fonction $f(|q|,t)$ qui est identique à la précédente pour q positif (correspondant à la région physique) et qui a la propriété évidente $f(q,t) = f(-q,t)$. Avec cette nouvelle fonction on peut alors éviter l'un des deux pôles

$$R = \frac{1}{2m_\pi^*} \int_{0-1}^{\infty\ 1} f(q,t) \left(\frac{1}{q - m_\pi^*} - \frac{1}{q + m_\pi^*} \right) dq\ dt = \frac{1}{2m_\pi^*} \int_{-\infty-1}^{\infty\ 1} \frac{f(|q|,t)}{q - m_\pi^*}\ dq\ dt \quad (79)$$

$$= \frac{1}{2m_\pi^*} \int_{-\infty-1}^{\infty\ 1} \frac{f(|q|,t) - f(m_\pi^*,t)}{q - m_\pi^*}\ dq\ dt \pm i\,\frac{\pi}{2m_\pi^*} \int_{-1}^{1} f(m_\pi^*,t)\ dt\ .$$

Le calcul de ces intégrales ne pose plus de problèmes particuliers.

Le choix du signe de la partie imaginaire se fait exactement avec le même raisonnement que précédemment et conduit à prendre le signe + dans l'expression ci-dessus.

III.1.5 *Expression de la section efficace et de l'alignement*

L'expression de la section efficace est alors dans le centre de masse :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{E_p^2 E_d^2}{(E_p + E_d)^2} \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{1}{(2s+1)(2J+1)} \left(\frac{4}{3} F_\Delta(k_\pi^2)\right)^2 \sum_{\substack{M M' \\ \mu_i \mu_f}} \left| \frac{T_{M \mu_i}^{M' \mu_f}}{E_\Delta - E_p} \right|^2 \qquad (80)$$

avec J=1 le spin du deuton et $s = \frac{1}{2}$ le spin du proton, E_p et E_d étant les énergies totales du proton et du deuton dans le centre de masse.

L'axe OZ étant choisi dans ce calcul selon la direction de propagation des particules, le pouvoir d'analyse s'écrit de façon générale [MAD 70]

$$T_{kq} = \frac{Tr(M \tau_{kq} M^+)}{Tr(M.M^+)}$$

$$\tau_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}} (3 S_Z^2 - 2) \qquad S_Z = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

avec S_Z la composante selon l'axe OZ de l'opérateur de spin 1 et M la matrice de diffusion obtenue après sommation sur les nombres quantiques magnétiques des protons (polarisation non observée)

$$\left| M_M^{M'} \right|^2 = \sum_{\mu_i \mu_f} \left| T_{M \ \mu_i}^{M' \ \mu_f} \right|^2$$

De façon pratique seule la composante (M=0, M'=0) existe pour plusieurs valeurs de μ_i, μ_f (égaux tous les deux à $+\frac{1}{2}$ ou $-\frac{1}{2}$) dans le cadre de notre modèle. La matrice M correspond à la diffusion d'une particule de spin 1 sur une particule de spin 0. Elle est de la forme [RAY 65]

$$M_M^{M'} = \begin{pmatrix} A & B & D \\ -B & C & B \\ D & -B & A \end{pmatrix}$$

L'information de phase des amplitudes est en fait perdue et inutile dans le calcul des observables. On a par renversement du temps dans notre cas :

$$M_{0 \ 1/2}^{1 \ -1/2} = M_{1 \ -1/2}^{0 \ 1/2}$$

On trouve alors facilement

$$T_{20} = \sqrt{2}\,\frac{|A|^2 + |D|^2 - |B|^2 - |C|^2}{2|A|^2 + 4|B|^2 + |C|^2 + 2|D|^2}$$

Cette expression donne dans notre cas en fonction des amplitudes précédemment définies :

$$T_{20} = \frac{\left|T^{1\ 1/2}_{1\ 1/2}\right|^2 - \left|T^{1\ -1/2}_{0\ 1/2}\right|^2 - 2\left|T^{0\ 1/2}_{0\ 1/2}\right|^2}{\left|T^{1\ 1/2}_{1\ 1/2}\right|^2 + 2\left|T^{1\ -1/2}_{0\ 1/2}\right|^2 + \left|T^{0\ 1/2}_{0\ 1/2}\right|^2} * \frac{1}{\sqrt{2}} \qquad (81)$$

On appelle alignement la valeur

$$A = \sqrt{2}\ T_{20} = \frac{N^+ + N^- - 2N^0}{N^+ + N^- + N^0}$$

L'alignement correspond physiquement à observer dans une réaction, où projectile et cible sont non polarisés, le dépeuplement des deutons (après réaction) dans l'état M=0 (N^0) au profit des états M = ± 1 ($N^{\pm}$).

III.2 Calcul du transfert d'un neutron

Nous donnons ici le détail du calcul de l'échange d'un neutron sous l'action du potentiel V_{pn} tel qu'il a été introduit par exemple par Kerman et Kisslinger [KER 69] en suivant l'approche classique des réactions de transfert de type (p,d) ou (d,p) [SAT 64]. Ceci permet de bien voir les différentes approximations et points ambigus du calcul qui ont été discutés par la suite dans la littérature.

Le transfert direct d'un neutron sous l'action du potentiel de transition V_{pn} s'écrit de la façon suivante :

III.2.1 *Antisymétrisation des fonctions d'onde*

Dans la voie initiale et dans la voie finale on antisymétrise les protons en écrivant :

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}\left[\varphi^{\mu}(1)\ \varphi^{M}_{d}(2,3) - \varphi^{\mu}(2)\ \varphi^{M}_{d}(1,3) - \varphi^{\mu}(3)\ \varphi^{M}_{d}(2,1)\right] \qquad (82)$$

II.2.2 *Interaction*

L'interaction responsable de la transition s'écrit :

$$V = V(1,2) + V(2,3) + V(3,1)$$

III.2.3 *Amplitude de transition*

Dans l'approximation d'ondes planes on l'écrit :

$$T = \frac{1}{3} \langle \varphi^{\mu'}(1)\, \varphi_d^{M'}(2,3) - \varphi^{\mu'}(3)\, \varphi_d^{M'}(2,1) - \varphi^{\mu'}(2)\, \varphi_d^{M'}(1,3) \,|\, V(1,2) + V(2,3) + V(3,1)$$

$$|\varphi^{\mu}(1)\, \varphi_d^{M}(2,3) - \varphi^{\mu}(3)\, \varphi_d^{M}(2,1) - \varphi^{\mu}(2)\, \varphi_d^{M}(1,3)\rangle$$

En ne gardant que les termes décrivant le transfert d'un nucléon on trouve :

$$T = -2 \langle \varphi^{\mu'}(1)\, \varphi_d^{M'}(2,3) | V(1,2) | \varphi^{\mu}(3)\, \varphi_d^{M}(2,1) \rangle$$

$$T = -2 \int e^{-i\bar{k}_f \bar{r}_1 + i\bar{k}_f \frac{\bar{r}_2 + \bar{r}_3}{2}} \chi^{\mu'*}(3)\, \varphi_d^{M'*}(r_{12})\, V(r_{12})\, \chi^{\mu}(1)$$

$$\varphi_d^{M}(r_{23})\, e^{i\bar{k}_i \bar{r}_3 - i\bar{k}_i \cdot \frac{\bar{r}_1 + \bar{r}_2}{2}}\, d\bar{r}_1 d\bar{r}_2 d\bar{r}_3$$

Cette expression donne l'amplitude de transition de transfert d'un neutron en formalisme d'ondes planes, $\bar{k}_i$ et $\bar{k}_f$ étant l'impulsion centre de masse du proton avant et après réaction et χ les fonctions d'onde de spin du proton. Après le changement de variables

$$\bar{r} = \bar{r}_1 - \bar{r}_2 \qquad \bar{r}' = \bar{r}_2 - \bar{r}_3 \qquad \bar{R} = \frac{1}{3}(\bar{r}_1 + \bar{r}_2 + \bar{r}_3)$$

on trouve :

$$T = -2 \int e^{-i\bar{r}(\bar{k}_f + \frac{\bar{k}_i}{2})}\, \phi_d^{M}(r)\, V(r)\, d\bar{r} * \int e^{-i\bar{r}'(\bar{k}_i + \frac{\bar{k}_f}{2})}\, \phi_d^{M'*}(r')\, d\bar{r}'$$

Ce résultat peut se simplifier en se souvenant que V, le potentiel de transition, est aussi l'interaction entre un proton et un neutron, interaction formant le deuton. On peut donc écrire l'équation de Schrödinger

$$(-\frac{\hbar^2}{2\mu}\Delta + V)\ \phi_d^M = \varepsilon\ \phi_d^M$$

En calculant la transformée de Fourier du produit $V.\phi_d$, on trouve alors

$$\frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\int e^{i\bar{q}\bar{r}}\ V(r)\ \phi_d^M(r)\ d\bar{r} = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\int e^{i\bar{q}\bar{r}}\ (\varepsilon + \frac{\hbar^2}{2\mu}\Delta)\ \phi_d^M(r)\ d\bar{r}$$

$$= (\varepsilon - \frac{\hbar^2}{2\mu}q^2)\ \phi_d^M(\bar{q})$$

avec : $\varepsilon = -2{,}2245$ MeV — énergie de liaison du deuton

$\mu = \dfrac{M_p\ M_n}{M_p + M_n}$ — la masse réduite du deuton faisant apparaître les masses du proton et du neutron

$\phi_d^M(\bar{q}) = \dfrac{1}{(2\pi)^{3/2}}\int e^{i\bar{q}\bar{r}}\ \phi_d^M(\bar{r})\ d\bar{r}$ — la fonction d'onde du deuton dans l'espace des impulsions.

On peut alors écrire

$$T = -2 * (2\pi)^3\ (\varepsilon - \frac{\hbar^2}{2\mu}(\bar{Q})^2)\ \phi^M_{d(2,3)}(\bar{Q})\ \phi^{M'*}_{d(2,1)}(\bar{Q}')\quad \chi^{\mu'*}_{(3)}\ \chi^{\mu}_{(1)}$$

avec : $\bar{Q} = \bar{k}_f + \bar{k}_i/2 \qquad \bar{Q}' = \bar{k}_i + \bar{k}_f/2.$

III.2.4 *Traitement du spin et de l'isospin*

Avec l'écriture de la fonction d'onde du deuton

$$\phi^M_{(1,2)}(q) = \sum_{L=0,2} \mu_L(q)\ \left[Y_L(\hat{q}).\left[\chi_{(1)}\cdot\chi_{(2)}\right]^1\right]^{1M}\ \left[\tau_{(1)}\cdot\tau_{(2)}\right]^{00}$$

on peut écrire après intégration sur les variables de spin et d'isospin :

$$T = -2.(2\pi)^3\ (\varepsilon - \frac{\hbar^2}{2\mu}(Q)^2).\ \sum_{LL'mm'\mu_2} \mu_{L'}(Q')\ Y^*_{L'm'_L}(\hat{Q}')\ \mu_L(Q)\ Y_{Lm_L}(\hat{Q})$$

$$* < L'\ m'_L\ 1\ m' | 1\ M' > < \tfrac{1}{2}\ \mu_2\ \tfrac{1}{2}\ \mu | 1\ m' >$$

$$* < L\ m_L\ 1\ m | 1\ m > < \tfrac{1}{2}\ \mu_2\ \tfrac{1}{2}\ \mu' | 1\ m >$$

$$* < \tfrac{1}{2}\ \tfrac{1}{2}\ \tfrac{1}{2}\ -\tfrac{1}{2} | 0\ 0 >^2$$

Dans le cas particulier qui nous intéresse, la diffusion élastique à 180° (interprétée comme un transfert à 0°) implique les conditions cinématiques

$$\overline{Q} = -\frac{\overline{k}}{2} \qquad \overline{Q}' = \frac{\overline{k}}{2} \qquad \text{avec } \overline{k} \text{ l'impulsion initiale du proton incident.}$$

En choisissant l'axe de propagation des particules comme axe de quantification, seul $Y_{L0}(0,0)$ est non nul et vaut $\sqrt{\frac{2L+1}{4\pi}}$ d'où le résultat

$$T^{M'\mu'}_{M\ \mu}(180°) = \sum_{LL'\mu_2} \frac{\sqrt{(2L+1)(2L'+1)}}{4\pi}\, \mu_L(\tfrac{k}{2})\, \mu_{L'}(\tfrac{k}{2}) < L\ 0\ 1\ M|1\ M > < L'\ 0\ 1\ M'|1 \qquad (83)$$

$$< \tfrac{1}{2}\ \mu_2\ \tfrac{1}{2}\ \mu|1\ M' > < \tfrac{1}{2}\ \mu_2\ \tfrac{1}{2}\ \mu'|1\ M > * (-2) * (2\pi)^3 * (\tfrac{1}{2}) * (\varepsilon - \frac{\hbar^2 k^2}{8\mu})$$

III.2.5 *Evaluation des différentes amplitudes*

Ecrivons comme définition de M :

$$T^{M'\mu'}_{M\ \mu} = -\frac{(2\pi)^3}{4\pi}(\varepsilon - \frac{\hbar^2 k^2}{8\mu})\, M^{M'\mu'}_{M\ \mu} \qquad (84)$$

On trouve alors explicitement :

$$M^{1\ 1/2}_{1\ 1/2} = M^{-1\ -1/2}_{-1\ -1/2} = \mu_0^2 + \sqrt{2}\,\mu_0\,\mu_2 + \frac{1}{2}\mu_2^2 \qquad (85)$$

$$M^{1\ -1/2}_{0\ 1/2} = M^{0\ 1/2}_{1\ -1/2} = M^{-1\ 1/2}_{0\ -1/2} = M^{0\ -1/2}_{-1\ 1/2} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\mu_0^2 - \frac{1}{\sqrt{2}}\mu_0\,\mu_2 - \mu_2^2)$$

$$M^{0\ 1/2}_{0\ 1/2} = M^{0\ -1/2}_{0\ -1/2} = \frac{1}{2}(\mu_0^2 - 2\sqrt{2}\,\mu_0\,\mu_2 + 2\mu_2^2)$$

avec $\mu_0 = \mu_0(\frac{k}{2})$ et $\mu_2 = \mu_2(\frac{k}{2})$ les parties radiales (dans l'espace des impulsions) de la fonction d'onde du deuton. On trouve alors le pouvoir d'analyse tensoriel

$$T_{20}^{(180°)} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{2\sqrt{2}\,\mu_0\,\mu_2 - \mu_2^2}{\mu_0^2 + \mu_2^2}\right) \qquad (86)$$

et la section efficace

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(180°) = \left(\frac{E_p\ E_d}{E_p + E_d}\right)^2 \frac{3\pi^2}{4}(\varepsilon - \frac{\hbar^2 k^2}{8\mu})^2\,(\mu_0^2(\tfrac{k}{2}) + \mu_2^2(\tfrac{k}{2}))^2 \qquad (87)$$

La valeur de T_{20} est identique à celle donnée par Vasan [VAS 73] et la section efficace identique à celle donnée par Kerman et Kisslinger [KER 69].

Nous discuterons par rapport à ce modèle les différentes approches qui ont été faites de l'échange d'un neutron dans le chapitre suivant d'exposé des résultats numériques.

IV. MECANISMES DE REACTION ET FORMULES UTILISEES : résumé

Les calculs de pd → dp que nous présentons dans le chapitre suivant sont la somme (cohérente) des amplitudes définies en (76) et équations précédentes pour l'excitation de la résonance Δ, et en (84) (85) pour l'échange direct d'un neutron. Des variantes du traitement de l'échange direct seront exposées dans le chapitre suivant.

Pour l'excitation de la résonance Δ, les potentiels d'échange du π sont définis dans l'espace r par (52) et dans l'espace q par (46). L'échange de ρ et de ω a été traité approximativement par les formules (58) et (59). Un autre type de traitement de ces échanges (60) a été testé. Le propagateur de la résonance Δ (40) a été utilisé avec ou sans facteur de forme (39) dans la largeur de la résonance Δ (40) ou au vertex $\pi N\Delta$ (26) et pour différentes valeurs du paramètre Δ. Enfin, nous avons utilisé la correction de recul (62) au vertex πNN dans la plupart des calculs.

Outre le traitement simplifié de l'échange de ρ et de ω (ne comprenant pas d'intégration sur l'impulsion transférée), l'hypothèse simplificatrice essentielle a porté sur l'alignement préférentiel des impulsions des mésons échangés le long de l'axe Oz, cette hypothèse étant justifiée par le fait qu'une grande impulsion est transférée à 0°. Cette simplification permet de ne traiter que la projection sur l'axe Oz (de propagation du proton et du deuton) des opérateurs aux vertex de création et d'absorption des mésons, mais rend difficile un calcul à un angle très différent de 0° (180°).

Chapitre 3

RESULTATS NUMERIQUES

I. INTRODUCTION

Dans ce chapitre nous discutons les résultats numériques des calculs d'interprétation de la réaction de diffusion élastique arrière pd → dp. Nous détaillons tout d'abord les différentes contributions séparément. Nous examinons ensuite la sensibilité du résultat à des variations sur les différentes grandeurs intervenant dans le calcul en restant dans les limites raisonnables connues par ailleurs pour ces variations. Nous tirons enfin les conclusions de ces calculs.

Nous avons comparé nos résultats numérique à la fois avec nos mesures de T_{20} en fonction de l'énergie et avec la fonction d'excitation de la section efficace à 180°. Les points expérimentaux de section efficace sont tirés de la figure de [BER 81] et comprennent, outre les mesures propres à cet article, les mesures suivantes [BEN 67, ALD 72 et BON 78].

Il faut garder présent à l'esprit que les grandeurs parfois mal connues intervenant dans le calcul sont nombreuses. Nous pensons plus particulièrement aux facteurs de forme, à certaines constantes de couplage, au traitement du Δ, des corrélations, aux distorsions. Nous avons essayé de voir l'influence et la sensibilité des résultats numériques en fonction de variations raisonnables sur ces différentes grandeurs en essayant d'obtenir à l'oeil un bon accord avec l'expérience, mais sans épuiser toutefois toutes les possibilités de variations croisées. Il semble en effet que le modèle utilisé soit encore trop grossier pour pouvoir essayer de déterminer ou de préciser par ajustement un certain nombre de ces paramètres. Il est plutôt question pour l'instant de déterminer quels sont les mécanismes pouvant participer à la réaction, quelle est leur description et leur importance relative : c'est ce que nous abordons dans la dernière partie de ce chapitre.

II. ANALYSE DES RESULTATS NUMERIQUES

II.1 Les composantes du calcul

II.1.1 *Discussion du modèle d'échange direct d'un neutron (ONE)*

L'apparente rigueur du calcul de l'échange d'un nucléon ne doit pas faire illusion. En fait de nombreux problèmes se posent dans ce calcul. Le principal tourne autour de l'évaluation relativiste du graphe d'échange d'un neutron. Ne faut-il pas en effet être très prudent quand on évalue des fonctions d'onde jusqu'à $\sim 2{,}5\ fm^{-1}$! Les grandes énergies, les grandes impulsions transférées mettent en question une approche non relativiste du problème. Cependant la plupart des approches relativistes restent ambigues car l'utilisation de fonctions d'onde relativistes dans un formalisme relativiste n'est pas encore totalement résolue.

L'amélioration relativiste la plus fréquente concerne l'évaluation de la fonction d'onde du deuton dans son système propre (alors que le calcul classique évalue cette fonction d'onde dans le centre de masse de la réaction) [CRA 69, NOB 74, KON 79]. Le transfert d'un neutron s'écrit alors dans le centre de masse de la réaction :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3\pi^2}{4}\left(\frac{E_p E_d}{E_p + E_d}\right)^2 \left(\frac{u - m_n^2}{2m_n}\right)^2 (\mu_0^2(q) + \mu_2^2(q))^2 \qquad (1)$$

$$q = \frac{\sqrt{(u-(M_d-m_p)^2)(u-(M_d+m_p)^2)}}{2M_d}$$

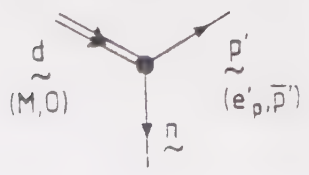
avec les mêmes définitions que précédemment. Nous nous référons à cette écriture comme formulation de Noble-Weber ou formulation "relativiste" de l'échange direct.

Dans cette expression le terme d'énergie $\varepsilon - \frac{\hbar^2 k^2}{8\mu}$ a été remplacé par l'invariant relativiste qui s'écrit dans la limite des énergies faibles :

$$\frac{(u-m_n^2)}{2m_n} = + \frac{\varepsilon^2}{2m_n} - \frac{\hbar^2 k^2}{8\mu}\left(1 + \frac{3\varepsilon}{2m_n}\right)$$

où ε est l'énergie de liaison du deuton.

L'impulsion q du neutron dans le deuton se calcule de la façon suivante :



Dans le système au repos du deuton la conservation des composantes des quadrivecteurs au vertex impose :

$$\bar{q} = -\bar{p}'$$

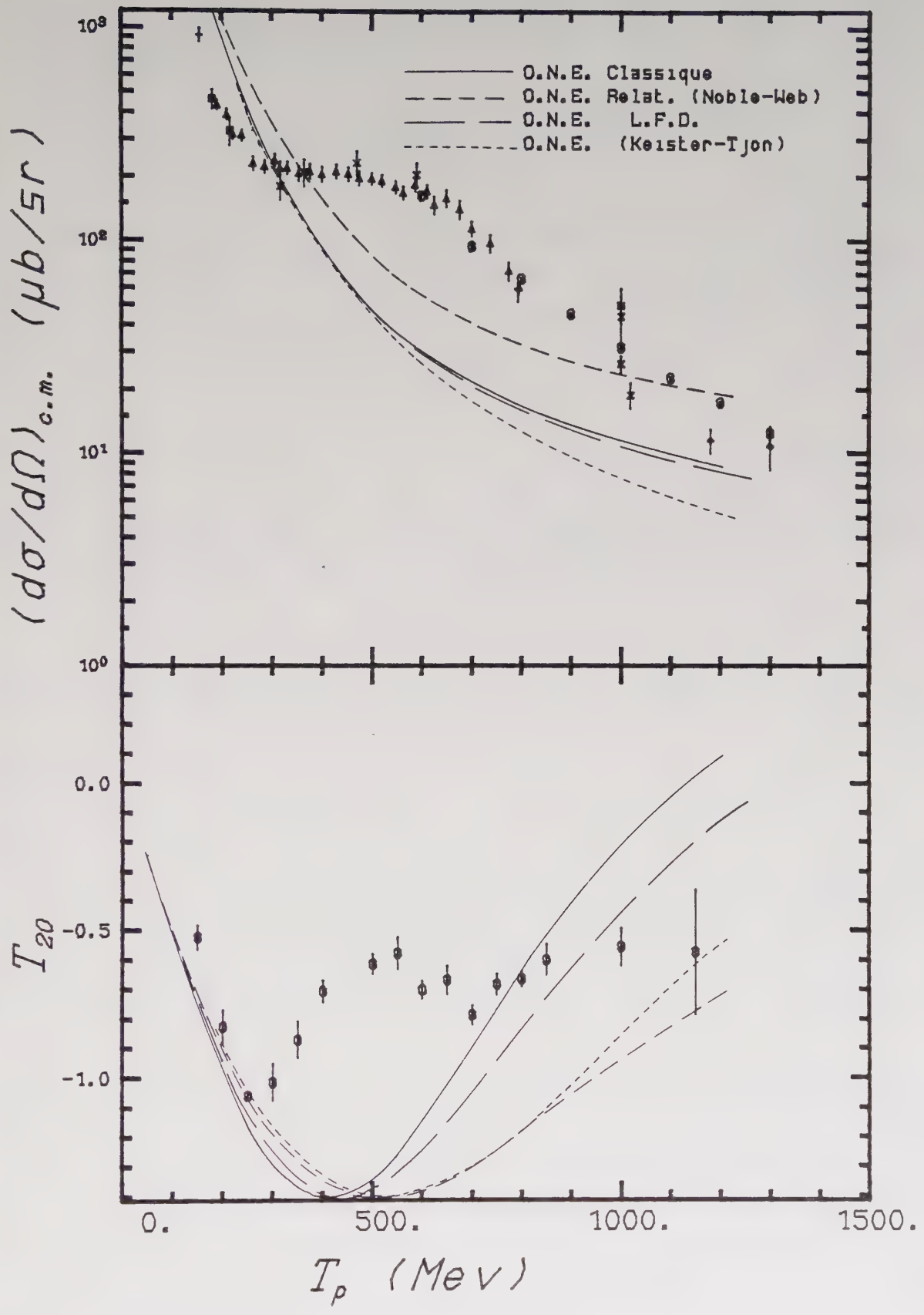


Fig. 1 - Calcul du transfert direct d'un neutron à partir de la fonction d'onde du deuton du potentiel de Paris dans différentes approximation : de façon "classique" formue (87) du chapitre 2, "relativiste" formule (1), dans l'approximation LFD (Light Front Dynamic [KON 79]) formule (2) ou par traitement relativiste du spin (Keister-Tjon).

Le proton sortant étant réel (sur couche) :

$$q^2 = p'^2 = e'^2_p - m^2_p$$

Nous avons par ailleurs le produit des quadrivecteurs :

$$\underset{\sim}{d}.\underset{\sim}{p}' = M.e'_p$$

d'où le résultat :

$$q^2 = \left(\frac{\underset{\sim}{d}.\underset{\sim}{p}'}{M}\right)^2 - m^2_p$$

qui peut facilement s'exprimer en fonction de l'invariant relativiste

$$u = (\underset{\sim}{d}-\underset{\sim}{p}')^2$$

pour arriver à la forme précédemment donnée dont la limite des énergies faibles $q^2 \sim k^2/4\ (1 - (k/m_p)^2)$ est égale au calcul classique. Remarquons que l'impulsion du neutron dans le deuton est la même que celle de la masse réduite μ décrite par la fonction d'onde du deuton.

Une valeur différente de l'impulsion est utilisée dans les calculs [CRA 69] et [SHA 71]

$$q^2 = \frac{u - m^2}{2} - m|\varepsilon|$$

Cette formulation réduit essentiellement l'impulsion à laquelle on évalue la fonction d'onde, conduisant ainsi à une contribution plus importante de l'échange d'un neutron. L'effet sur T_{20} est de pousser le mininum absolu vers des énergies plus grandes que dans le calcul classique avec une retombée vers zéro moins rapide (voir figure).

Deux critiques ont été faites à cette formulation relativiste. La première par [KIS 79] Kisslinger au vu des données expérimentales de section efficace qui se rangent mieux sur une courbe universelle (en dehors de la zone de résonance $\Delta(1232)$) en fonction du calcul classique de l'impulsion $|\overline{k}_p - \overline{k}_{d'}/2|$ qu'en fonction de l'impulsion relativiste q, suggérant que l'utilisation de variables relativistes dans des fonctions d'onde classiques n'est peut être pas sans danger. La seconde par Kondratyuk et Shevchenko [KON 79] qui constatent que l'impulsion q tend vers une constante quand l'énergie augmente, alors que les données expérimentales ne montrent pas du tout ce comportement [BER 82]. Ils évaluent l'échange d'un neutron dans le formalisme LFD (Light Front Dynamic)

$$\left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{180°CM} = \frac{3\pi^2}{64} \frac{1}{(E_p + E_d)^2} \left[\frac{M_d^2 - 4 * (Q^2 + m^2)}{1 - B}\right]^2 m^2(\mu_0^2(Q) + \mu_2^2(Q))^2 \quad (2)$$

$$B = \frac{E_p}{E_d} \qquad Q^2 = \frac{k_p^2(1 - B)^2 + m^2}{4 * B(1 - B)} - m^2$$

L'axe de quantification étant dans cette formulation obligatoirement dans la direction du mouvement, on peut également évaluer T_{20} avec l'expression habituelle différent uniquement par l'impulsion Q à laquelle les fonctions d'onde sont calculées. Ce calcul relativiste se trouve très proche du calcul classique aussi bien pour la section efficace que pour T_{20} (voir figure).

Un calcul détaillé de T_{20} incluant le traitement relativiste correct des composantes de spin du deuton se heurte au problème de base de l'utilisation de fonctions d'onde obéissant à l'équation de Schrödinger alors que la présence à la fois de l'état D du deuton et d'un neutron fortement hors couche de masse rendent non négligeables les petites composantes des spineurs de Dirac [KEI 81].

Un calcul basé sur l'équation de Bethe-Salpeter [KEI 82] traitant les états $^3S_1$, $^3D_1$ d'énergie positive et les états $^1P_1$ et $^3P_1$ d'énergie négative donne pour la section efficace un résultat très proche du calcul classique ou du calcul basé sur LFD. Soulignons qu'il est clairement en désaccord avec le calcul de Noble-Weber pour la section efficace. Par contre pour T_{20} il est plutôt en accord avec l'approche de Noble-Weber (calcul classique mais avec évaluation de la fonction d'onde du deuton dans le système au repos). De plus les auteurs constatent une influence faible des états P de la fonction d'onde (non présents dans la fonction d'onde classique du deuton) dans le cas d'un couplage pseudovecteur du pion. Ce calcul, probablement le meilleur actuel du terme d'échange d'un neutron n'est cependant pas exempt de critique. D'une part par rapport à la section efficace à basse énergie où une distorsion est probablement nécessaire, d'autre part par rapport au minimum de T_{20} qui est trouvé à une énergie encore plus grande que par le calcul classique alors qu'il est expérimentalement à une énergie plus petite. Enfin le résultat dépend fortement du type de couplage choisi (pseudoscalaire ou pseudovecteur). Ne pouvant inclure de façon homogène ce calcul relativiste à notre évaluation non relativiste du Δ, et ce calcul n'étant pas clairement en faveur d'une des approches plus classiques, nous nous sommes contentés de jouer avec ces dernières en gardant à l'esprit que le calcul de Keister et Tjon est probablement la meilleure évaluation du graphe d'échange d'un neutron.

De façon générale, on constate que les calculs de transfert direct d'un neutron :

- ne reproduisent pas du tout la bosse observée dans la section efficace entre 300 MeV et 800 MeV,
- sont nettement plus grands que l'expérience à faible énergie (facteur 2 à 200 MeV),
- produisent un minimum absolu de T_{20} à une énergie trop grande,
- ne donnent pas du tout le comportement de T_{20} observé à plus haute énergie.

Il est certain que de nombreuses autres contributions sont à ajouter à ce graphe. D'une part à basse énergie (200 , 300 MeV) on peut attendre beaucoup de distorsions qui peuvent descendre la section efficace suffisamment pour rendre compte de l'expérience [LEV 75] et modifier, même uniquement avec une distorsion centrale, les pouvoirs d'analyse ; un calcul complet de ce système devenant alors très délicat. D'autre part, aux énergies autour de 600 MeV un autre graphe (au moins) vient dominer tout le mécanisme de réaction produisant d'importants effets d'interférence avec le graphe d'échange vers 300 MeV et à plus haute énergie vers 1300 MeV, cette dernière énergie étant relativement mal déterminée à cause de l'imprécision sur les modèles. L'effet des distorsions calculées dans un modèle de Glauber [LEV 75] se fait sentir de façon non négligeable même à des énergies de 1,5 GeV diminuant de façon notable la contribution du pôle neutronique. On peut aussi constater, comme on pouvait s'y attendre, que le grand transfert cinématique se trouvant entièrement supporté par les impulsions internes du deuton, les détails de la fonction d'onde (d'état D et son pourcentage) modifieront largement les résultats (figures 1 et 2).

Nous avons pour cela travaillé essentiellement avec deux fonctions d'onde. L'une issue du potentiel de Paris [LAC 81] donne un pourcentage d'état D de 5,77 %. L'autre est une paramétrisation en pôle faite par Laget [LAG 81] de la fonction d'onde de Reid Soft Core. Elle donne un pourcentage d'état D de 6,94 %. Ces deux fonctions d'onde analytiques dans l'espace r et q sont très simples d'emploi numérique. Le passage de l'une à l'autre permet de voir l'influence de la fonction d'onde (réaliste) sur les calculs. De façon générale la fonction d'onde de Paris est néanmoins la meilleure fonction d'onde classique du deuton. Elle est de plus avec son faible pourcentage d'état D plus cohérente avec les descriptions d'échange de mésons telles que nous les avons utilisées ([HOL 81] arrivant à un pourcentage de $\sim$ 4,5 %).

II.1.2 *Les éléments du calcul des graphes avec Δ intermédiaire (TME)*

Les graphes avec un Δ donnent une contribution en cloche à la section efficace, la forme étant principalement fixée par le propagateur de la résonance. Ce calcul global peut se décomposer en deux contributions venant l'une du graphe 1

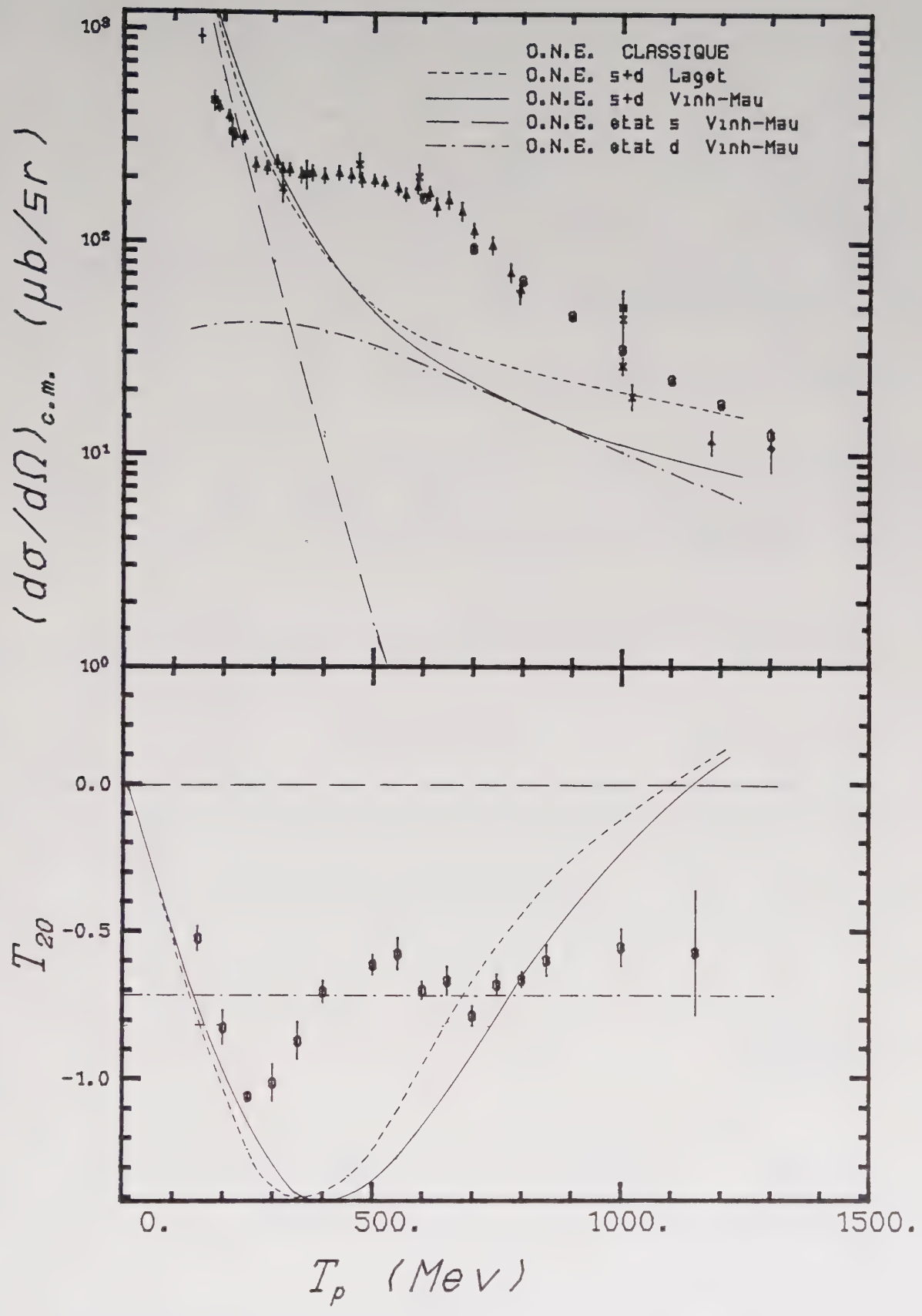


Fig. 2 - Calcul du transfert direct d'un neutron dans le modèle "classique" avec la fonction d'onde du deuton issue du potentiel de Paris "Vinh-Mau" ou celle issue du potentiel de Reid paramétrisée par Laget. La contribution séparée des états S et D du deuton est également présentée.

(Δ formé sur le nucléon échangé entre les deutons), l'autre des graphes 2 + 3 (Δ formé sur les autres nucléons). On peut aussi examiner une autre décomposition en partie spin-spin et partie tenseur des interactions

$$\bar{\sigma}_1.\bar{q}\ \bar{\sigma}_2.\bar{q} = \frac{1}{3}\left[\bar{\sigma}_1.\bar{\sigma}_2 + S_{12}(\hat{q})\right] q^2 .$$

Cette décomposition présente l'intérêt de fixer l'importance relative de ces termes pour discuter ensuite de l'influence de l'échange du ρ (on sait par exemple qu'il se retranche de la partie tenseur de l'interaction alors qu'il s'ajoute à la partie spin-spin)

$$(\bar{\sigma}_1 \wedge \bar{q})\ (\bar{\sigma}_2 \wedge \bar{q}) = \frac{1}{3}\left[2\,\bar{\sigma}_1\,\bar{\sigma}_2 - S_{12}(\hat{q})\right] q^2 .$$

D'autre part, la partie spin-spin de l'interaction, conduisant à un terme $\delta(\vec{r})$ est plus délicate à traiter et est fortement influencée par les facteurs de forme et le traitement des corrélations (coeur dur N-N et N-Δ).

II.1.3 *Calculs simples de pd → dp (TME)*

Dans la section efficace on a en négligeant les fonctions d'onde du deuton :

- une contribution venant du propagateur P_Δ du Δ
- une contribution (double) venant des propagateur P_π des π(ρ) échangés
- une contribution venant des facteurs de forme F_A, F_π à chaque vertex

$$P_\Delta = \frac{1}{M_\Delta - E_p - \Sigma_\Delta - i\,\frac{\Gamma_\Delta F_\Delta}{2}} \qquad F_\Delta = \frac{\Lambda_\Delta^2 + k_o^2}{\Lambda_\Delta^2 + k_\pi^2} \qquad \Gamma_\Delta = \Gamma_o\left(\frac{k_\pi}{k_o}\right)^2$$

$$P_\pi = \frac{q^2}{q^2 + m_\pi^2 - \omega^2} \qquad \omega = E_p - Ed/2$$

$$q \simeq \frac{k_p}{2} - F$$

$$F_\pi = \frac{\Lambda_\pi^2 - m_\pi^2}{\Lambda_\pi^2 + q^2 - \omega^2} .$$

En prenant en compte F (50 MeV/c) le moment de Fermi le plus probable dans le deuton, la section efficace est proportionnelle aux facteurs suivants :

$$\sigma_{pd \to dp} \propto F_\pi^8 P_\pi^4 |P_\Delta|^2 \qquad (3)$$

On peut alors calculer les différentes contributions et une section efficace grossière normalisée de façon arbitraire à 200 μb/sr à son maximum (cinématique correspondant au graphe 1).

On remarque (tableau 1) que la forme en cloche de la fonction d'excitation est donnée par le propagateur du Δ et est symétrique par rapport à l'énergie centrale d'excitation de la résonance. La dissymétrie est ensuite obtenue par l'effet des propagateurs des mésons π échangés qui jouent de façon contradictoire à l'effet des facteurs de forme et l'emportent sur ceux-ci.

On comprend aussi sur cette étude simple que la contribution des graphes 2 et 3 sera faible. En effet, l'un des π transfère une énergie nulle (ω=0) et une impulsion plus importante que celle des π du graphe 1 ($q=k_p-F$) ce qui entraîne une importante coupure de ce graphe principalement par l'intermédiaire des facteurs de forme.

Tableau 1

T_p	ω	q	k_π	$p_\pi^4(q_F)$	F_π^8 (Λ=530)	$\lvert P_\Delta \rvert^2$	$\sigma_{grossier}$
200	64	155,27	0	0,137	0,323	3,122 -5	5,33
300	94	202,0	0	0,392	0,237	5,22 -5	18,7
400	123	241,60	83,1	0,744	0,178	9,89 -5	50,6
500	150	276,66	136,1	1,167	0,137	1,99 -4	123
550	164	292,9	157,6	1,427	0,122	2,60 -4	175
600	177	308,49	177,36	1,692	0,109	2,81 -4	200
650	190	323,5	195,9	1,986	0,0977	2,44 -4	183
700	203	337,87	213,36	2,315	0,0884	1,84 -4	146
800	227	365,29	246,04	2,986	0,0724	9,68 -5	80,7
900	252	391,13	276,34	3,870	0,0614	5,55 -5	51,0
1000	275	415,62	304,8	4,798	0,0521	3,54 -5	34,2
1100	298	438,96	331,7	5,929	0,0452	2,45 -5	25,4
1200	320	461,3	357,4	7,180	0,0395	1,80 -5	19,7

II.1.4 *Calcul complet (avec effet des fonctions d'onde) de TME*

La Figure 3 présente le résultat d'un calcul complet des graphes avec excitation d'un Δ intermédiaire en intégrant sur la fonction d'onde du deuton (fonction d'onde du potentiel de Paris). Ce calcul ne traite que l'échange de π sans contribution de ρ ou ω ni correction de recul au vertex. On adopte alors un paramètre Λ_π relativement faible (530 MeV) venant compenser en partie l'absence de méson ρ [WEB 78]. Nous avons également inclus un facteur de forme du Δ dans sa largeur avec un paramètre Λ_Δ de 200 MeV et des constantes de couplage [HOL 81]

$$f_\pi^2/4\pi = 0,08 \qquad f_\pi^{*2}/4\pi = 0,27 \ .$$

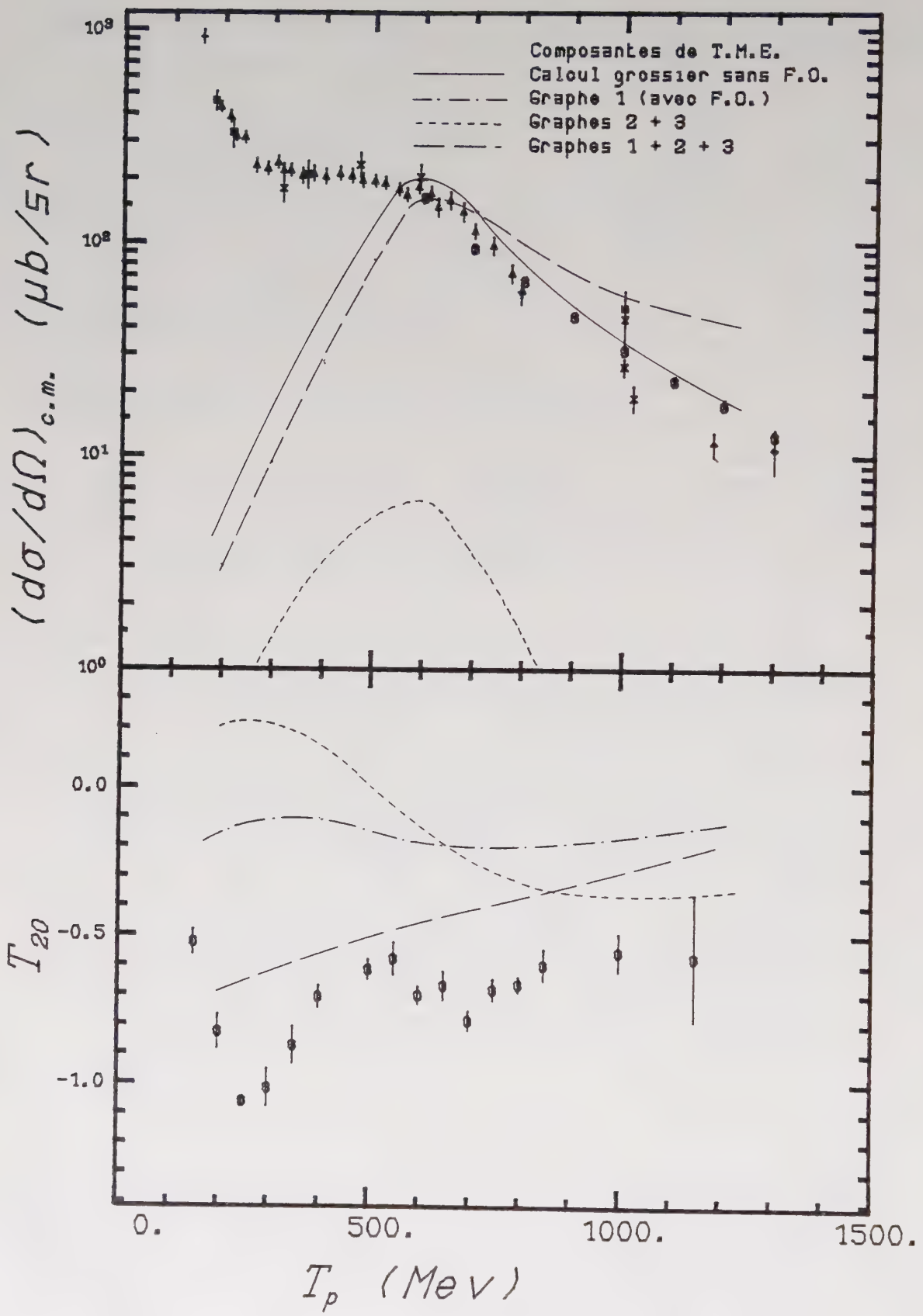


Fig. 3 - Les contributions au mécanisme d'excitation d'un Δ formé sur le nucléon échangé (graphe 1) ou sur l'un des autres nucléons (graphes 2 et 3) calculées par évaluation de l'échange de π avec un paramètre de facteur de forme Λ_π = 530 MeV, et avec un facteur de forme du Δ dans sa largeur.

Le calcul complet n'est pas très différent du calcul grossier pour la fonction d'excitation. La dominante du graphe 1 apparaît clairement en ce qui concerne la section efficace dans la région étudiée (La section efficace calculée avec ou sans la contribution des graphes 2 et 3 est pratiquement la même). Par contre les interférences entre ces contributions rendent non négligeable l'influence des graphes 2 et 3 sur T_{20}.

En faisant le même calcul complet des graphes avec Δ en traitant ou bien l'interaction spin-spin, ou bien l'interaction tenseur, nous obtenons les résultats présentés Figure 4 montrant la prépondérance de la partie tensorielle de l'interaction pour ce type de réaction et dans la zone cinématique étudiée. Il ne faut cependant pas perdre de vue qu'au niveau de l'amplitude de diffusion nous avons déjà interférence entre les deux interactions élémentaires des graphes et que sur les quatre mélanges possibles entre interaction spin-spin et interaction tenseur, nous n'avons présenté que les deux contributions extrêmes (spin-spin dans les deux interactions, ou tenseur dans les deux interactions). Il est donc important de traiter toute l'interaction. On peut cependant s'attendre à ce que des variations sur le terme spin-spin n'affectent pas trop le résultat du calcul. C'est ce que nous montrerons plus loin à propos du traitement des corrélations (échange de ω).

II.1.5 *Effet de l'état D du deuton*

Le moment interne du deuton étant testé à une valeur beaucoup plus faible dans ce mécanisme que dans celui d'échange direct, on s'attend à ce que la forme de la fonction d'onde ait moins d'influence. C'est ce que l'on constate sur la Figure 5 où nous avons complètement supprimé l'état D du deuton. On remarque ainsi que contrairement au mécanisme d'échange direct, T_{20} reste non nul sans état D à cause des interactions explicitement traitées.

II.2 Calculs complets (ONE + TME)

II.2.1 *Sans contribution de ρ et ω*

En ajoutant de façon cohérente l'échange de un nucléon calculé dans le modèle classique, on obtient pour différentes valeurs de Λ_π les résultats présentés Figure 6 dans un traitement des graphes avec Δ intermédiaire sans correction d'échange de ρ et ω. Plusieurs remarques sont à faire :

- La fonction d'excitation est dans sa forme générale reproduite. Cependant, si on regarde plus finement, à petite énergie (200-300 MeV), le modèle d'échange d'un nucléon reste insensible à l'addition du Δ et présente toujours le défaut de donner une section efficace beaucoup trop grande (facteur 2). Ceci étant vrai dans tous les modèles d'échange direct, on attend beaucoup de l'inclusion de

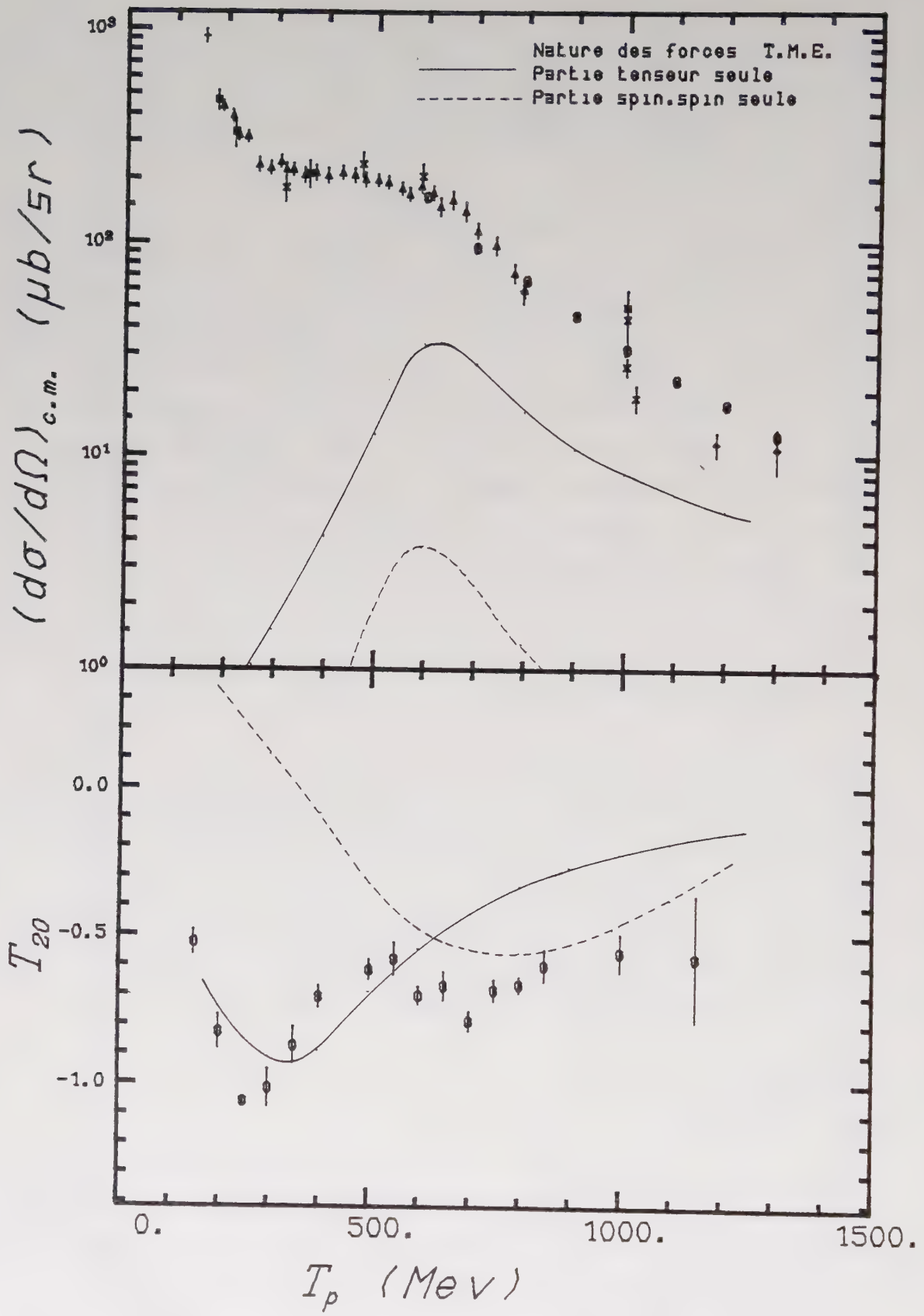


Fig. 4 - Dans les mêmes approximations que pour la Fig. 3, calcul séparé de l'excitation du Δ pour la composante purement tenseur ou purement spin-spin de l'interaction pour les deux échanges de π (somme des trois graphes).

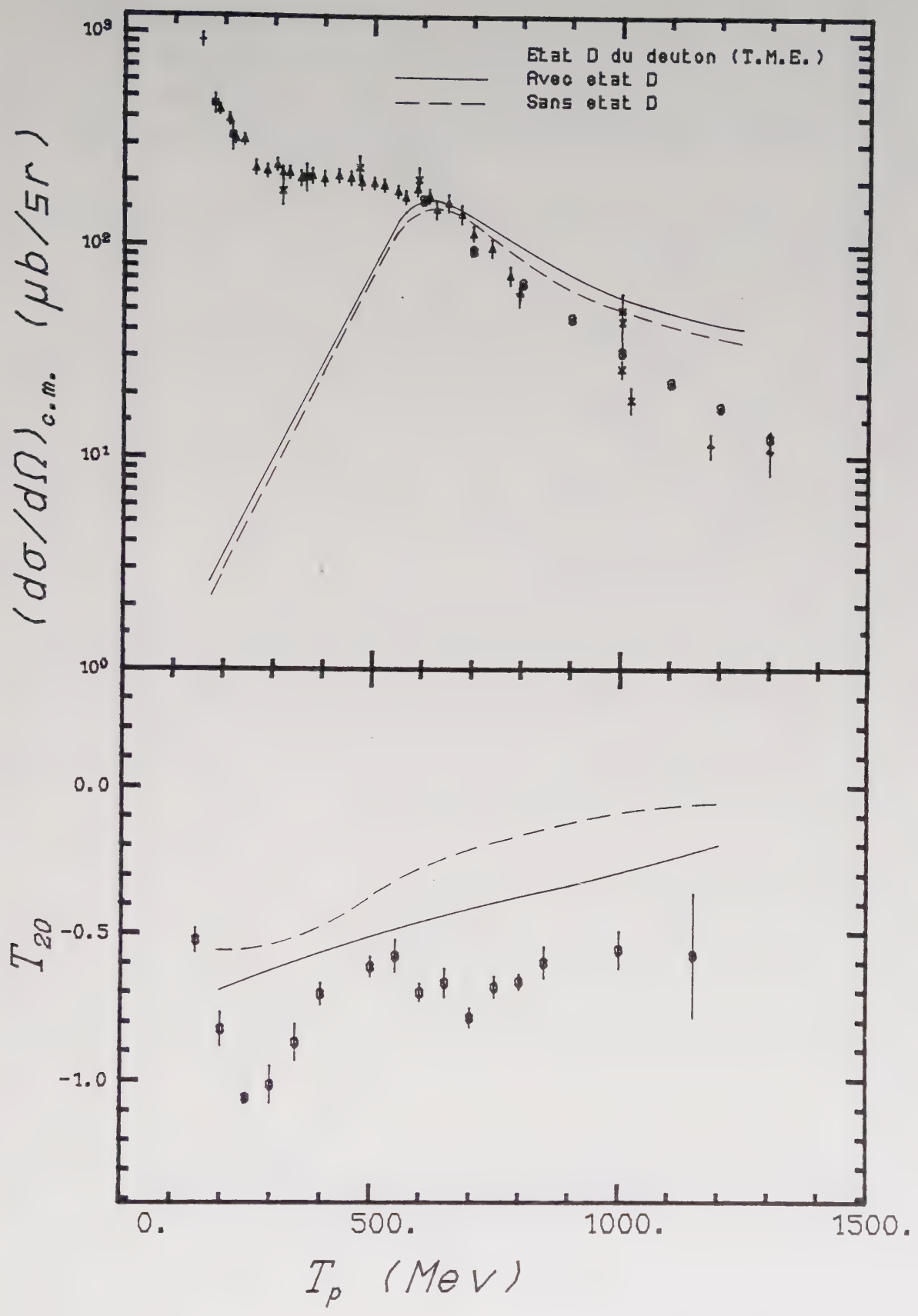


Fig. 5 – Dans les mêmes approximations que pour la Fig. 3, effet de l'état D du deuton inclus ou non dans le calcul (fonction d'onde provenant du potentiel de Paris).

distorsions pour améliorer le calcul dans cette région. On remarque également qu'il est difficile d'obtenir le plateau de section efficace entre 350 et 650 MeV. En cherchant à ajuster au mieux le paramètre du facteur de forme Λ_π pour obtenir la section efficace correcte vers 600 MeV, on remarque dans la zone d'interférence entre les deux mécanismes un creux non présent dans les données.

Enfin on notera la sensibilité du calcul à Λ_π pour une valeur relativement faible de ce paramètre.

En ce qui concerne T_{20}, la situation est améliorée par rapport aux calculs d'échange direct d'un neutron (Figure 1). Le premier minimum arrive à une énergie plus faible et redescend plus rapidement vers zéro. La sensibilité à Λ_π est moins importante que pour la section efficace. On note cependant que la valeur trouvée dans la région entre 700 et 1000 MeV est beaucoup trop grande par rapport à l'expérience, le second minimum expérimental vers 700 MeV n'étant pas du tout reproduit. On peut se demander si le calcul relativiste de ONE (Keister et Tjon) avec sa contribution fortement négative de T_{20} à grande énergie peut améliorer le calcul dans cette région. Pour essayer de simuler ce calcul nous avons utilisé l'expression de ONE de type Noble-Weber et multiplié toutes les amplitudes par un facteur ad oc dépendant de l'énergie pour reproduire la section efficace calculée par Keister et Tjon sans changer T_{20}. La somme cohérente avec TME conduit aux énergies entre 800 et 1200 MeV à un résultat encore plus éloigné de l'expérience (Figure 6).

II.2.2 *Avec la contribution d'échange de ρ et ω*

Nous pouvons tout d'abord examiner (Figures 7 et 8) les facteurs de correction par lesquels nous multiplions chaque interaction pour tenir compte de ces effets (en suivant la présentation faite dans le chapitre précédent). Ils ont été calculés avec les paramètres du tableau 2 qui correspondent à des valeurs standard.

De façon générale, la partie dominante de l'interaction (partie tenseur) se trouve réduite, et ceci d'autant plus que l'énergie est plus grande entre 200 et 1200 MeV. Cette contribution diminue encore l'influence des graphes 2 et 3 et les rend pratiquement négligeables. On remarque également, relativement peu de différence numérique entre la correction telle qu'elle a été proposée par Weise et la forme un peu différente que nous avons discutée précédemment (rôle inversé entre les corrélations et les facteurs de forme).

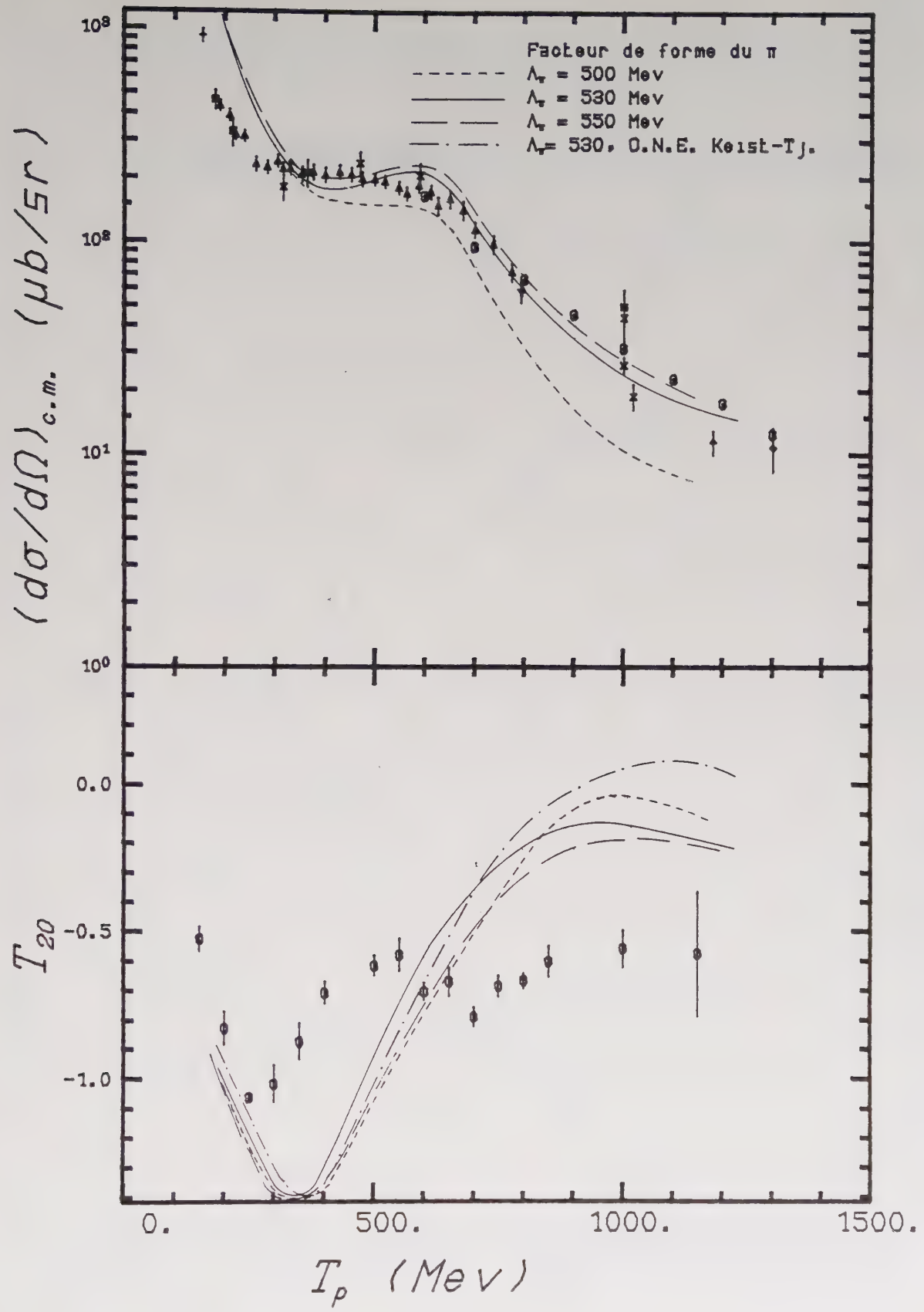


Fig. 6 - Somme cohérente entre l'échange direct calculé dans l'approximation classique pour les trois premières courbes et l'excitation du Δ évaluée comme dans la Fig. 3, mais avec différentes valeurs du paramètre Λ_π dans le facteur de forme du π. Le calcul de T_{20} avec échange direct ajusté sur le calcul de Keister et Tjon est également présenté.

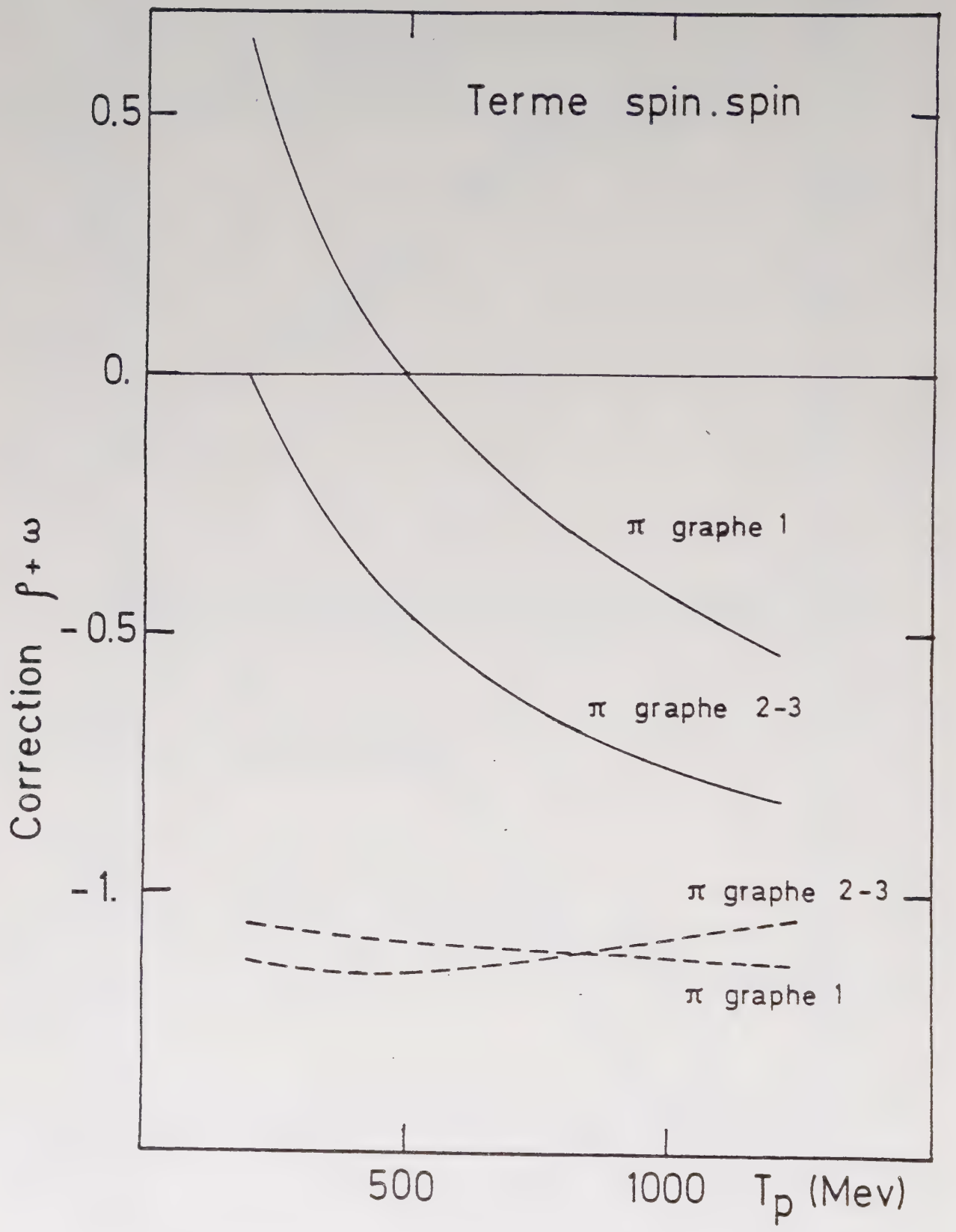


Fig. 7 - Corrections à l'échange de π (terme multiplicatif sur la partie spin-spin du potentiel pour tenir compte de l'échange de ρ et de ω. En trait continu, correction proposée par Weise, et en tirets, autre correction exposée dans le texte.

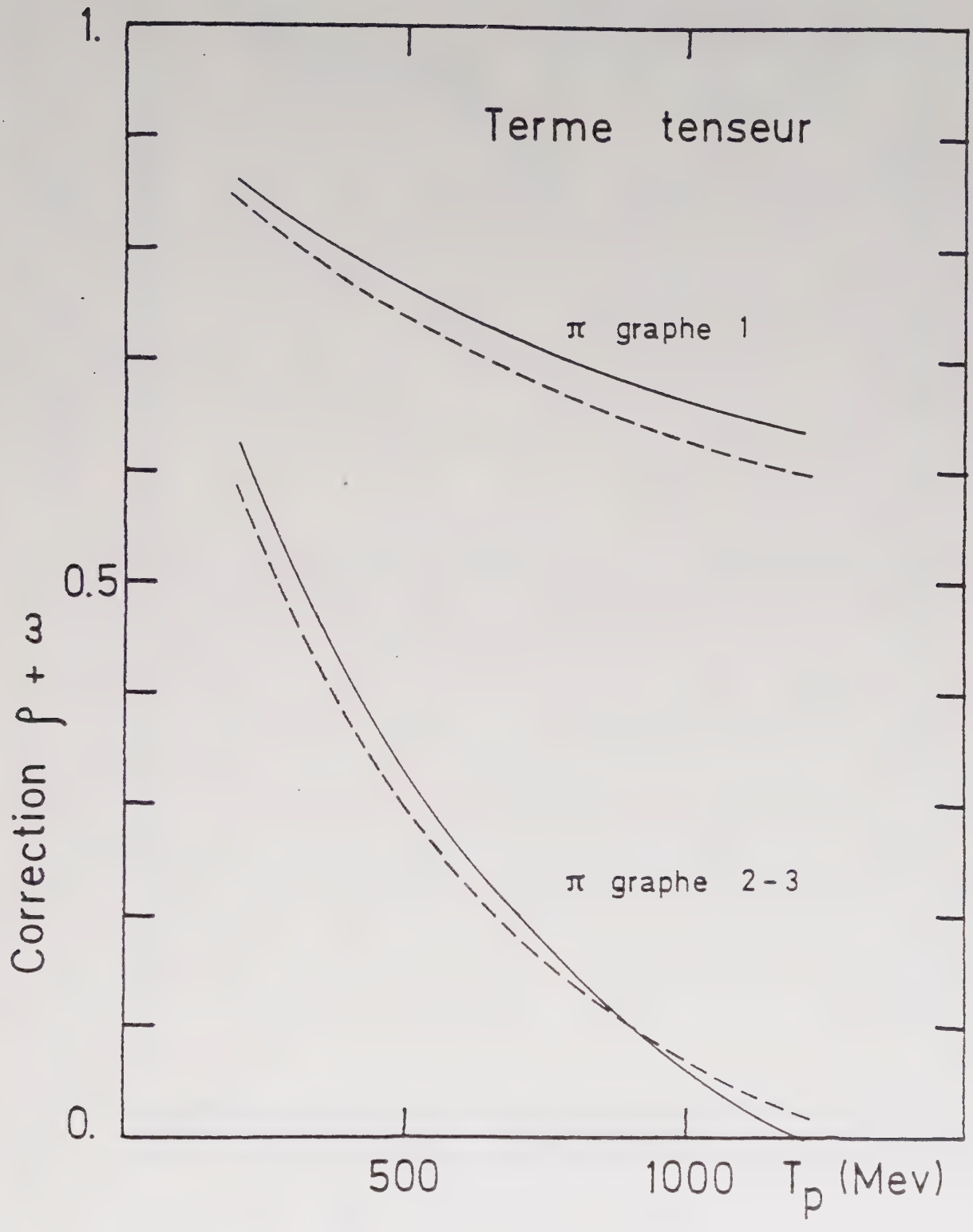


Fig. 8 - Correction à l'échange de π pour le terme tenseur de l'interaction.

Tableau 2

Λ_π = 1200 MeV	Λ_ρ = 1500 MeV	m_ω = 783 MeV	m_ρ = 711 MeV
$f_\pi^2/4\pi$ = 0,08	$f_\pi^{*2}/4\pi$ = 0,27		
$f_\rho^2/4\pi$ = 4,36	$f_\rho^{*2}/4\pi$ = 14,89		

Sur la partie spin-spin de l'interaction, l'effet de ρ et ω est plus violent puisqu'il inverse le signe de l'interaction dans l'approche de Oset et Weise. Si la correction que nous avons proposée est numériquement très différente, on ne doit pas oublier que dans le cas de la partie spin-spin l'interaction principale (échange de π) doit être modifiée avec notre façon d'introduire l'échange de ρ et ω. En fait sur le résultat global, et en grande partie parceque l'interaction spin-spin est dominée par la partie tenseur, nous verrons qu'il y a peu de différence entre les deux approches sur la section efficace de diffusion élastique arrière p-d.

Les résultats de ces calculs présentés Figure 9 avec les deux approches du graphe d'échange direct ne présentent pas de changement spectaculaire de l'accord avec l'expérience. Ils permettent cependant de constater que l'on a avec une interaction plus réaliste un accord à peu près équivalent avec des facteurs de forme habituellement utilisés dans la littérature (Λ_π = 1200 MeV, Λ_ρ = 1500 MeV). La forme en plateau de l'interférence entre ONT et TME est mieux reproduite, la bosse du Δ se trouvant un peu repoussée vers les énergies plus basses. Par contre ceci est au détriment, d'une part de l'accord à basse énergie (200 MeV) qui devient encore plus au dessus de l'expérience, d'autre part à haute énergie où le flanc de la résonance est moins bien reproduit.

La valeur calculée de T_{20} n'est pas beaucoup changée par la prise en compte des mésons ρ et ω. En particulier, il n'y a pas trace du second minimum dans les calculs et ceux-ci restent assez éloignés de l'expérience.

II.3 Sensibilité à la variation d'un certain nombre d'ingrédients du calcul

Alors que la forme générale de la fonction d'excitation est en gros reproduite, on se demande ce qui pourrait améliorer le calcul de T_{20}. Tout d'abord, le signe global de la partie spin-spin de l'interaction est relativement indéterminé. Nous avons vu par exemple que deux traitements différents de l'échange de ω conduisent à des signes différents (et dépendant de l'impulsion transférée par le π). Des paramétrisations plus complètes de l'ensemble des diagrammes conduisant à modifier l'interaction d'échange d'un π nu (paramètre g'_o de la littérature [OSE 82]) peuvent être traitées de la même façon. En particulier, la

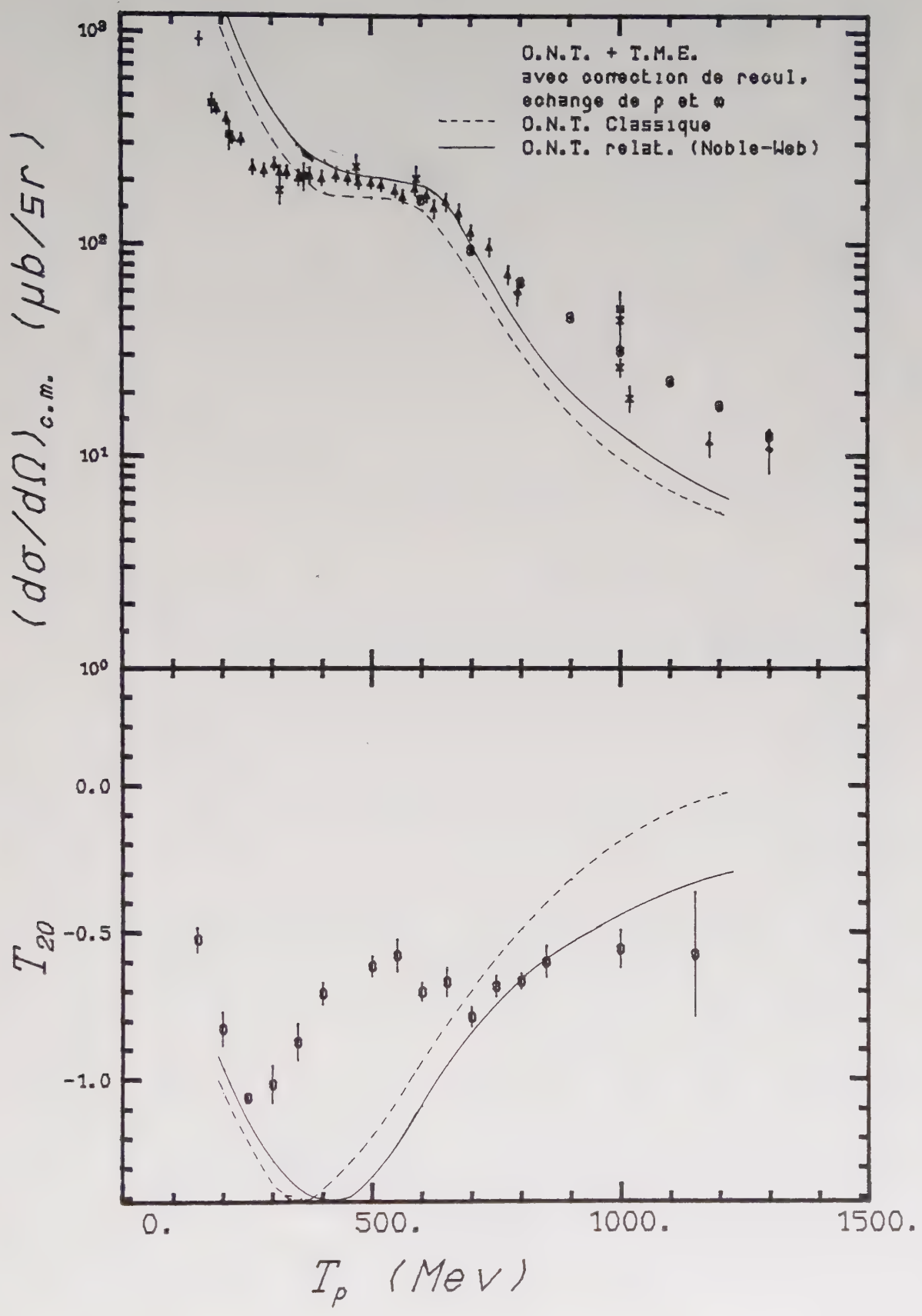


Fig. 9 - Somme cohérente entre l'échange direct évalué dans l'approximation classique ou dans l'approximation dite relativiste (Noble-Weber) et l'excitation du Δ avec échange de π, ρ et ω calculés d'après l'approximation de Weise. Le paramètre du facteur de forme du π est Λ_π = 1200 MeV et le facteur de forme du Δ est traité dans sa largeur.

même ambiguité subsiste due à la dépendance du terme en q'_0 avec l'impulsion q transférée [KNU 80]. Nous avons pris une position extrême en multipliant globalement toute l'interaction spin-spin par -1. Le résultat est présenté Figure 10 ainsi que l'autre façon de calculer l'échange de ρ et ω exposée au chapitre précédent (spin-spin également globalement changé de signe). Les changements sont peu sensibles sur la fonction d'excitation comme on pouvait s'y attendre, la partie spin-spin de l'interaction étant petite par rapport à la partie tenseur. Par contre, ils sont beaucoup plus importants sur T_{20} dans la zone 700-1200 MeV où nous voyons apparaître un second minimum lorsque nous utilisons l'approche de Weise pour calculer l'échange des mesons ρ et ω mais en changeant le signe de la partie spin-spin de l'interaction. Ce calcul est fait avec le ONT calculé dans le référentiel au repos du deuton et avec les corrections de recul aux vertex. Ces dernières corrections apparaissent comme un petit facteur de renormalisation dépendant de l'énergie et agissant sur les graphes TME.

Devant ce relatif succès (quoiqu'un peu artificiellement obtenu) on a ensuite essayé de trouver si quelques paramètres ou ingrédients du calcul pouvaient déplacer cette structure vers une énergie plus basse.

Nous pouvons tout d'abord changer un peu la normalisation globale de la partie TME par l'intermédiaire de la constante de couplage πNΔ.

Nous avons utilisé la valeur $f^{2*}/4\pi = 0,27$ mais une valeur extrême de 0,32 dans l'approche de Chew et Low augmenterait la contribution du Δ à la section efficace de 40 %.

Le fait d'inclure un facteur de forme du Δ au vertex πNΔ déplace la contribution du Δ vers les énergies plus basses tout en augmentant cette contribution. Les modifications apportées à T_{20} sont mineures si l'on considère l'écart important entre le calcul et l'expérience.

Une variation de 100 MeV sur le paramètre du facteur de forme du vertex πNN apporte très peu de changement aussi bien à la section efficace qu'à T_{20} montrant ainsi le rôle régularisateur du ρ. Alors que nous avions recherché le meilleur accord avec la fonction d'excitation en variant Λ_π dans le cas du traitement de l'échange de π seul, nous obtenons en traitant l'échange de ρ et le coeur dur de l'interaction un résultat beaucoup moins dépendant de Λ_π (Figure 11).

II.3.1 *Distorsions du graphe d'échange direct*

L'amélioration la plus importante que l'on puisse apporter au calcul porte sur l'évaluation des distorsions. Il est clair qu'à basse énergie (200 MeV) la section efficace calculée par tous les modèles d'échange direct d'un neutron

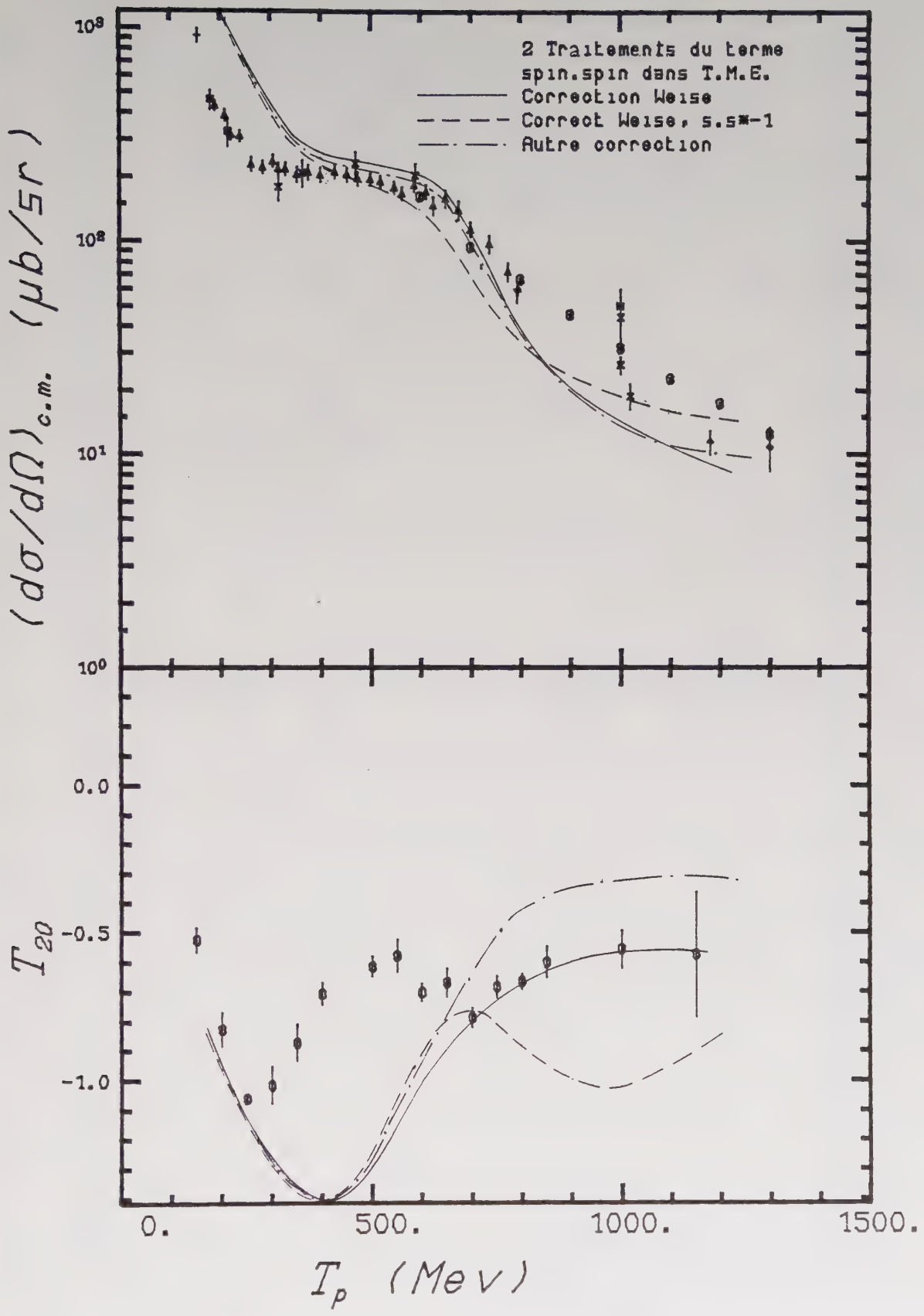


Fig. 10 - Calcul identique à celui de la Fig. 9 mais sans facteur de forme du Δ L'échange direct est traité dans l'approximation dite relativiste. Différentes corrections pour le traitement de l'échange de ρ et ω sont présentées : en tirets le terme spin-spin a été changé de signe par rapport au terme tenseur de l'intéraction (voir texte).

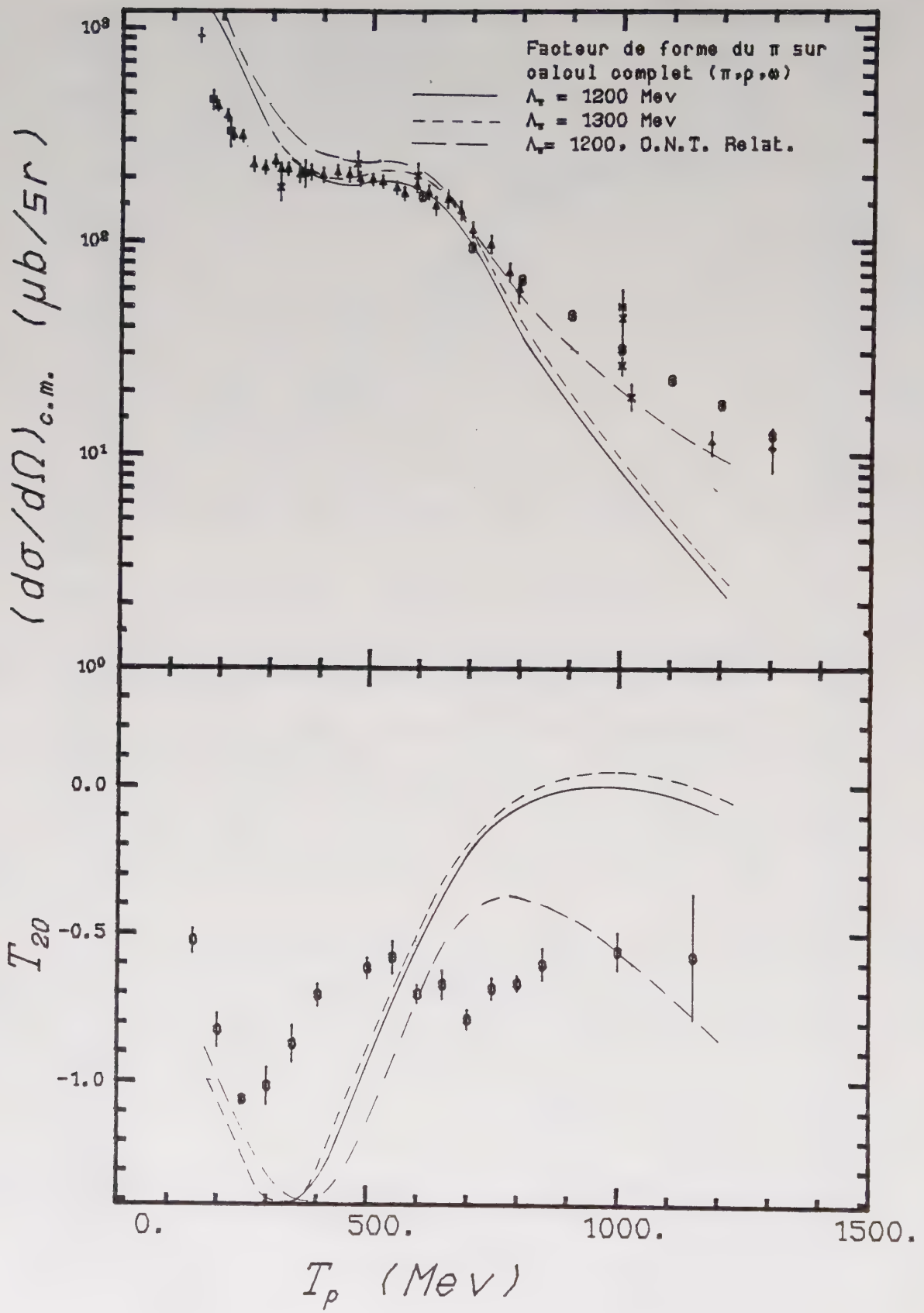


Fig. 11 - Calcul identique à celui de la Fig. 9, sauf le terme spin-spin de l'interaction qui est changé de signe et l'effet de recul au vertex qui n'est pas inclus. En trait continu et en petits tirets l'échange direct est calculé par la formulation classique ; en grands tirets, il est évalué par la formulation de Noble-Weber.

est beaucoup plus grande que l'expérience (0,95 à 1 mb à comparer à 0,45 mb). Dans ces régions d'énergie, l'influence du Δ devient négligeable, et l'effet des distorsions doit venir diminuer notablement la section efficace calculée dans un modèle d'ondes planes. Les distorsions doivent, de plus, jouer assez fortement sur l'échange direct d'un neutron à toutes les énergies étudiées ici. En effet, la section efficace étant proportionnelle à la puissance 4 de la fonction d'onde du deuton dans l'espace des impulsions, un changement sur cette fonction (dans une zone de pente) se traduit par de grosses modifications sur la section efficace.

L'effet des distorsions a été étudié dans un modèle eikonal [LEV 75] dans le cas de cette réaction montrant bien une forte atténuation de la section efficace aussi bien vers 300 MeV que vers 1 GeV.

Nous avons repris ce genre de calcul pour voir les modifications apportées en particulier à T_{20}, notre souci étant principalement d'avoir une dépendance douce et continue avec l'énergie, et d'autre part d'avoir un calcul si possible analytique.

Nous écrivons la forme distordue de l'onde plane [LAG 72]

$$e^{i\vec{k}\vec{r} - \frac{i}{v}\int_r^\infty V(\bar{r}+\bar{s})\,d\bar{s}} \simeq e^{i\bar{k}\bar{r}} \left[1 - i\,\frac{E}{k}\,(U + i\,W)\,N\,\rho(r)\right] \qquad (4)$$

où U et W sont les profondeurs réelle et imaginaire du potentiel optique dont la géométrie est donnée par $\rho(r)$. Le terme $\frac{k}{E}$ est proportionnel à la vitesse et N est une constante proportionnelle à une longueur. Elle représente le parcours dans le noyau. En fait nous la fixons pour avoir une section efficace raisonnablement réduite à 200 MeV (N = 9,5 fm). La valeur de N notablement plus grande que la somme du rayon du proton avec le rayon du deuton est sans doute une compensation du développement de l'exponentiel.

La fonction $\rho(r)$ représentant la géométrie du potentiel doit ressembler à la densité du deuton. Nous avons pris une forme :

$$\rho(r) = A(e^{-\alpha r} - e^{-\beta r})$$

dont nous avons ajusté les paramètres par rapport à la densité calculée à partir de la fonction d'onde "exacte" du deuton (provenant du potentiel de Paris)

$$\rho(r) = |\psi_{L=0}(2r)|^2 + |\psi_{L=2}(2r)|^2 .$$

Les valeurs

$$\alpha = 2{,}1\ \text{fm}^{-1} \qquad \beta = 5{,}9\ \text{fm}^{-1} \qquad A = \frac{1}{16}\,\frac{\alpha^3\,\beta^3}{\beta^3 - \alpha^3}$$

conduisent à une densité raisonnablement proche de la densité "exacte" dans l'espace r entre 0,5 et 3 fm, et dans l'espace q entre 0 et 3,5 fm^{-1}, la normalisation étant fixée par :

$$\int_0^\infty \rho(r)\ r^2 dr = 1 \ .$$

Nous avons pris les profondeurs des potentiels (tableau 3) d'après une étude du volume invariant des potentiels faite par ajustement sur les données de diffusion élastique du proton sur ^{12}C et sur ^{40}Ca entre 20 MeVet 1000 MeV [VAN 74].

Tableau 3

T_p(MeV)	U(MeV)	W(MeV)
200	- 23	- 22,9
300	- 10	- 28,4
400	- 3,2	- 33,7
500	+ 1,2	- 38,9
600	+ 5,0	- 43,8
700	+ 8,7	- 48,3
800	+ 12,2	- 51,9
900	+ 15,7	- 54,5
1000	+ 19,1	- 56,1
1100	+ 22,5	- 57,1
1200	+ 25,9	- 57,7

Il suffit alors de remplacer dans les calculs en onde plane la fonction d'onde du deuton $\phi_d(q)$ par :

$$\phi'_d(q) = \phi_d(q) + (W-iU)\frac{N.E}{k}\frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\int e^{i\vec{q}\vec{r}}\ \rho(r)\ \phi_d(r)\ d\vec{r} \ .$$

Le développement en pôle de la fonction d'onde du deuton et la forme choisie pour $\rho(r)$ nous permettent d'avoir un résultat analytique

$$\phi'_\ell(q) = FN\ \sqrt{2/\pi}\ \sum_i Ci\ \{\ \frac{1}{q^2+m_i^2} + \frac{N.E.A}{k}\ (W-iU)\ \left[J_\ell(q,m_i,\alpha) - J_\ell(q,m_i,\beta)\right]\ \}$$

$$J_0(q,m,\alpha) = \frac{1}{q^2+(m+\alpha)^2}$$

$$J_2(q,m,\alpha) = \left[\frac{\gamma}{q^2}\left(1-\frac{3\gamma}{2m}+\frac{\gamma^2}{2m^2}\right) - \frac{1}{2m}\ 1-\frac{\gamma}{m}\right]\frac{3}{q}\ \mathrm{Arctg}\left(\frac{q}{\gamma}\right) + \frac{q^2+\gamma^2-m^2}{m^2(q^2+\gamma^2)} - \frac{3}{q^2}\left(1-\frac{3\gamma}{2m}+\frac{\gamma^2}{2m^2}\right) \qquad (5)$$

avec $\gamma = \alpha+m$.

Les fonctions $\phi'_\ell(q)$ étant maintenant complexes, il faut, dans les différentes expressions données au chapitre précédent pour les amplitudes de diffusion, la section efficace et T_{20}, faire les remplacements suivants :

$$u_\ell^2(q) \longrightarrow |\phi'_\ell(q)|^2$$

$$u_0(q)\ u_2(q) \longrightarrow \phi'_0(q)\ \phi'^{*}_2(q) + \phi'^{*}_0(q)\ \phi'_2(q) \ . \qquad (6)$$

Le terme d'échange direct (Figure 12) est alors réduit au point de vue section efficace, plus particulièrement aux basses énergies. Le minimum de T_{20} est déplacé vers les énergies plus basses et remonte plus rapidement vers zéro qu'en l'absence de distorsions, ce qui rapproche un peu le calcul de l'expérience dans la région du premier minimum. Le calcul complet n'apporte pas d'amélioration importante aussi bien sans traitement de l'échange de ρ et de ω (Figure 13) qu'avec celui-ci (Figure 14). En particulier, si le premier maximum de T_{20} s'est déplacé dans le bon sens, la trace du second minimum reste toujours vers 1 GeV.

II.3.2 *Déphase arbitraire ONT-TME et traitement du* Δ

Le changement de signe de la partie spin-spin faisant ressortir une structure vers 1 GeV, nous avons, dans un tel calcul, essayé de voir si une phase arbitraire entre les deux processus ajoutés de façon cohérente pouvait déplacer cette structure (Figure 15). En fait, elle disparaît "sur place". Elle est produite par l'interférence entre l'échange direct et le processus d'excitation d'un Δ. Elle est donc d'une autre nature que la structure expérimentale qui apparaît à l'énergie où la contribution de la résonance Δ est maximale. Des variations sur les paramètres de traitement du Δ - en faisant varier la zone d'interférence - font clairement suivre ce minimum sans jamais pouvoir le produire vers 700 MeV, énergie à laquelle le Δ domine en tout état de cause largement le transfert direct (Figure 16).

Une sorte de position extrême est atteinte en mettant des facteurs de forme pour le Δ au vertex $\pi N\Delta$. La section efficace diminuée de façon déjà irréaliste sur le flanc haute énergie du Δ est encore trop grande pour amener le minimum à la position expérimentale.

II.3.3 *Liaison avec la réaction* $pp \to d\pi$

Une vérification possible de nos calculs sur T_{20} consiste à utiliser directement les données expérimentales de $pp \to d\pi$ comme l'ont proposé Craigie et Wilkin [CRA 69]. L'esprit est le même, la réaction $pp \to d\pi$ étant largement dominée (dans des zones cinématiques équivalentes) par la formation d'un Δ intermédiaire. Simplement dans ce genre d'approche on s'affranchit du calcul détaillé du noyau de la réaction en utilisant directement les données expérimentales $pp \to d\pi$. N'oublions pas cependant qu'un modèle est quand même nécessaire pour relier les données expérimentales de $pd \to dp$ à celles de $pp \to d\pi$, et que dans ce modèle, on n'échappe pas au problème d'utiliser des données sur couche dans des régions fortement hors couche.

Des données expérimentales de A_{zz} existent pour la réaction $\vec{p}\vec{p} \to d\pi$ [APR 82]. Il faut tout d'abord se persuader de la relation bien connue reliant, à 0° la

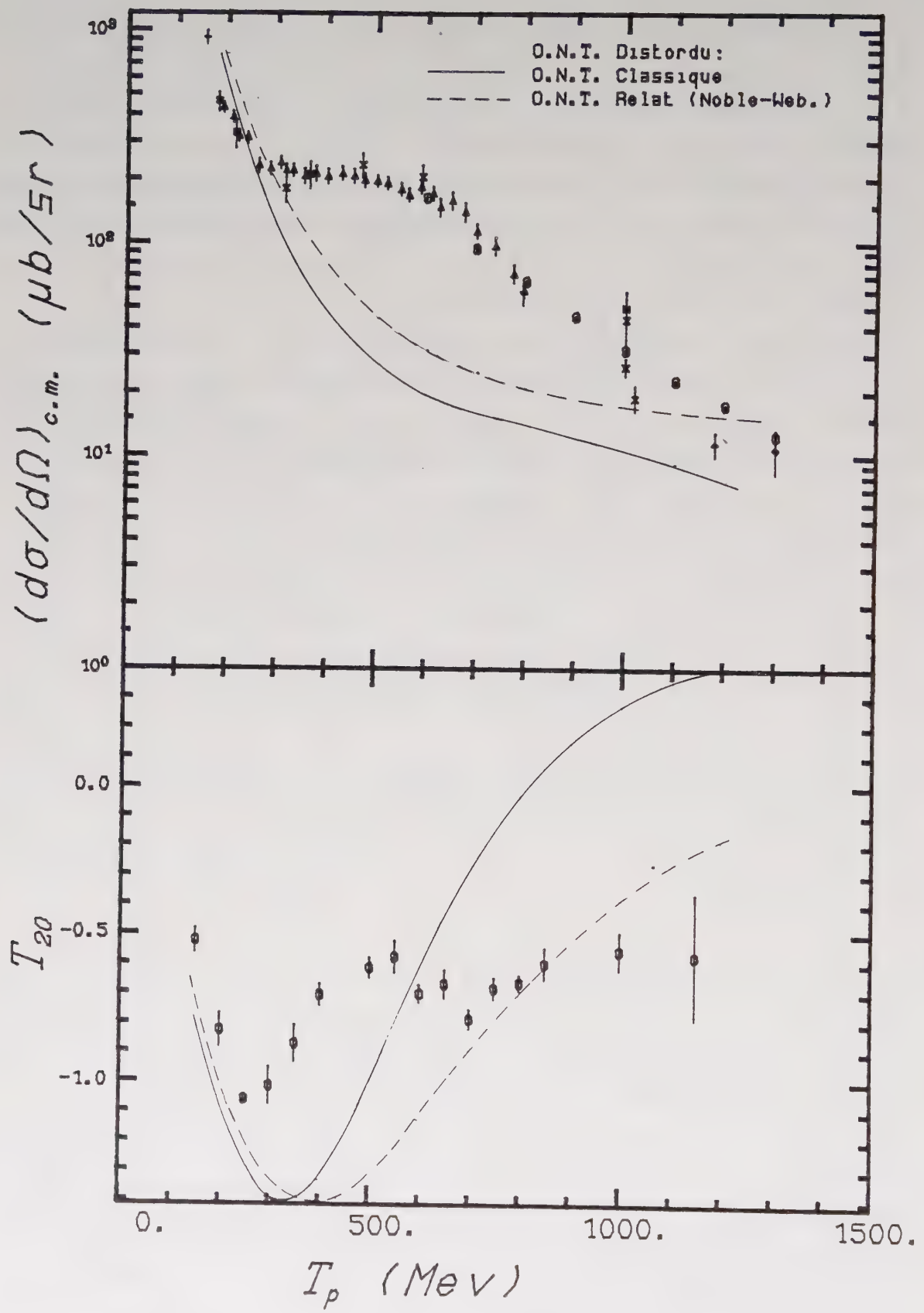


Fig. 12 - Calcul du transfert direct (formulation "classique" et formulation "relativiste") distordu dans une approximation eikonale au premier ordre.

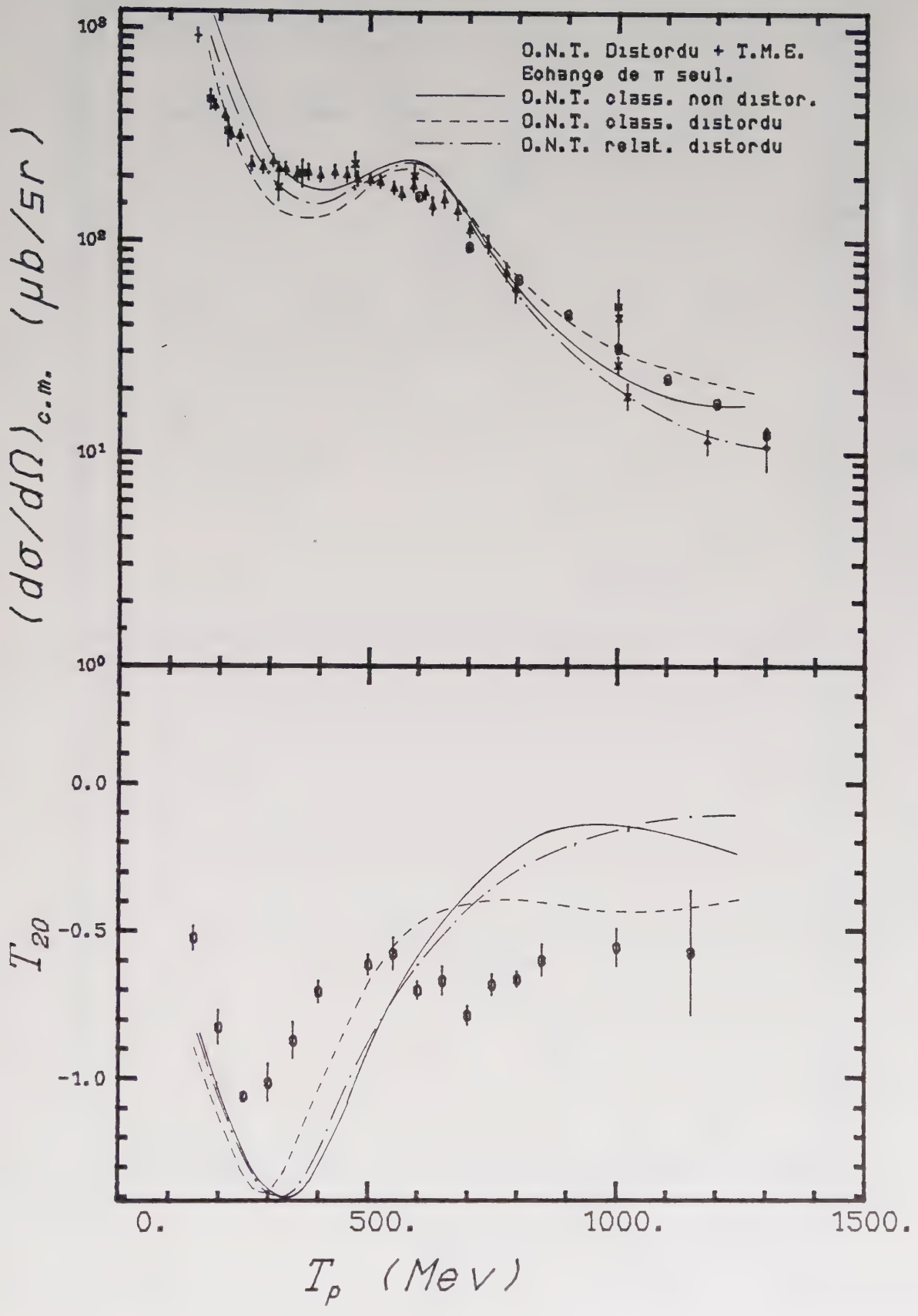


Fig. 13 - Somme cohérente de l'échange directe distordu et de l'excitation du Δ dans lequel seul l'échange de π est traité (dans les conditions de la Fig. 6 avec Λ_π = 530 MeV).

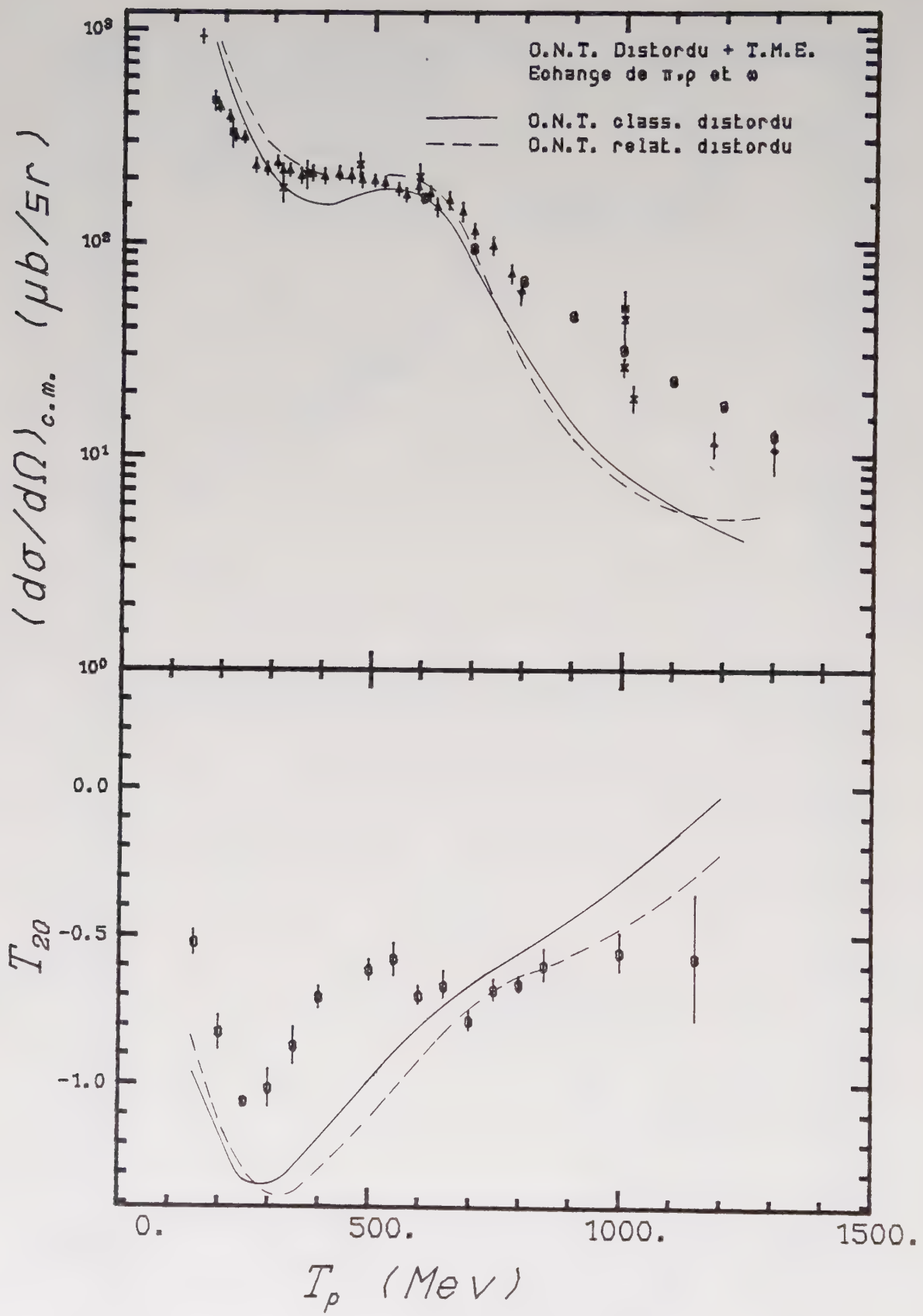


Fig. 14 - Calcul dans les conditions de celui de la Fig. 9 mais avec le terme d'échange direct distordu (signe normal du terme spin-spin).

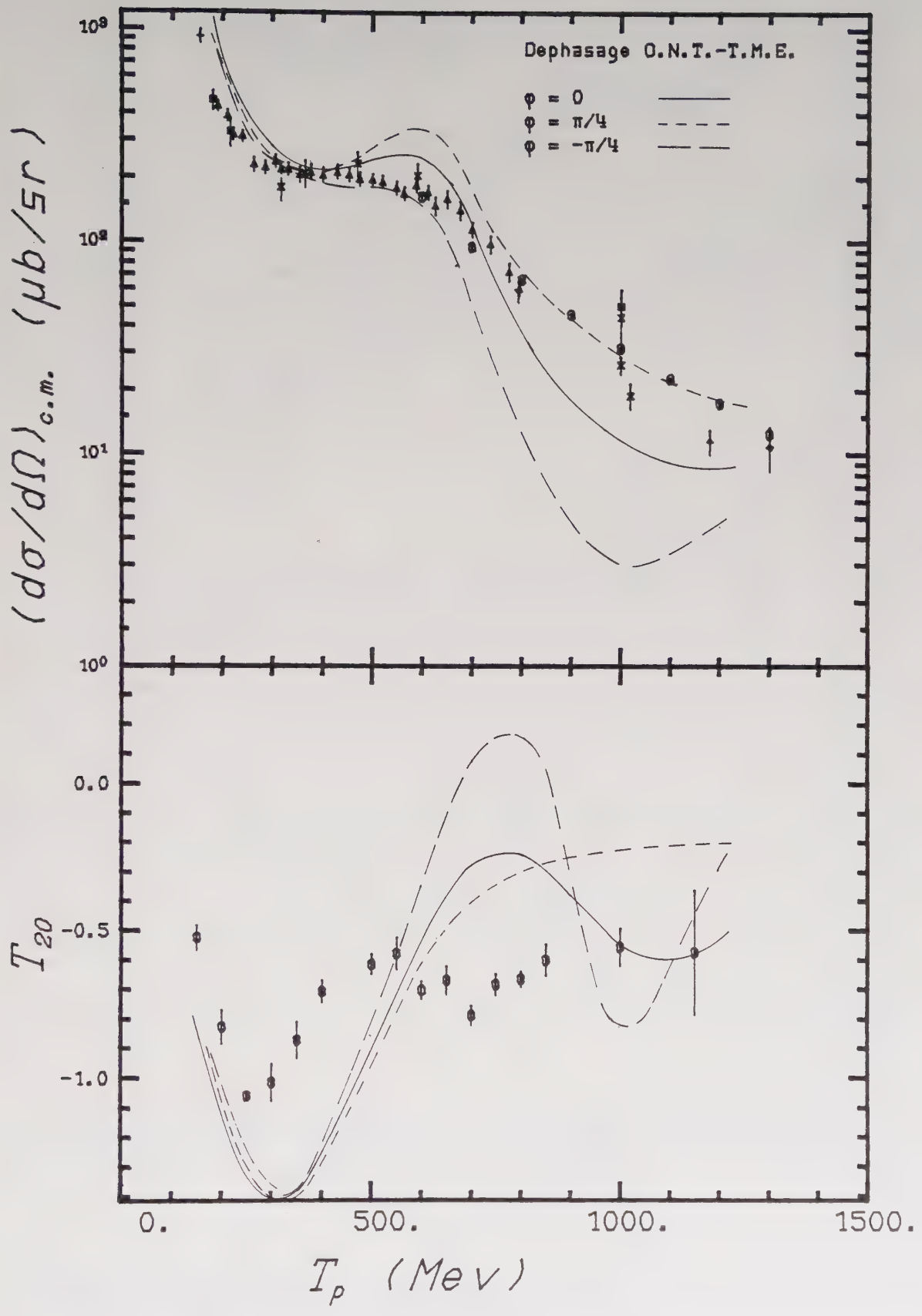


Fig. 15 - Déphasage arbitraire de ± π/4 du terme d'échange direct par rapport à l'excitation du (terme spin-spin multiplié par -1).

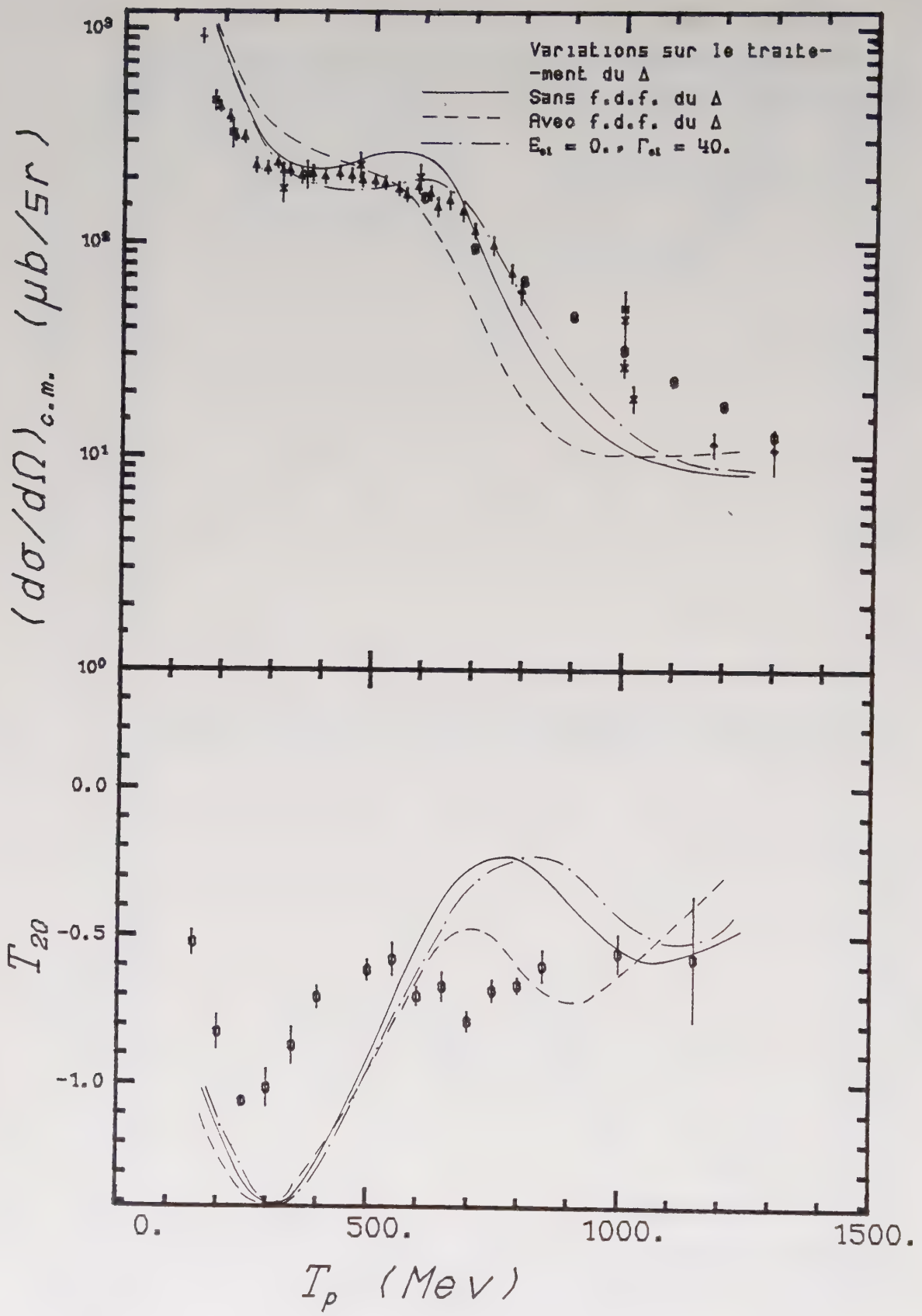


Fig. 16 - Quelques variations des paramètres de traitement du Δ autour d'un calcul dans les conditions de la Fig. 10 (terme spin-spin changé de signe) mais avec distorsion du terme d'échange direct. En trait continu il n'y a pas dutout de facteur de forme pour le Δ. En petits tirets, un facteur de forme pour le Δ est inclus dans sa largeur et au vertex. En trait-point, la correction du milieu, terme réel est supprimée, la valeur prise dans les autres calculs étant de 30 MeV.

quantité A_{zz} à T_{20} (pour le deuton). L'axe Oz de quantification étant dirigé dans la direction de propagation des particules incidentes, le pion n'ayant pas de spin, la conservation du nombre quantique magnétique entraîne :

$$N^{\Longrightarrow} = \alpha(N^+ + N^-)$$

$$N^{\Longleftrightarrow} = \alpha\, N^\circ$$

où $N^{\Longrightarrow}$ désigne le nombre de deutons produits à 0° pour des spins des deux protons parallèles (aussi bien +1/2 que -1/2) et $N^{\Longleftrightarrow}$ la même quantité des spins anti-parallèles. Les quantités N^+, N^- et N° sont les nombres de protons produits dans la réaction inverse pour les différentes valeurs +1, -1 et 0 du nombre quantique magnétique du deuton. La proportionnalité est assurée par la règle de balence détaillée.

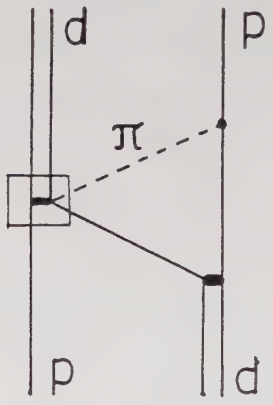
Connaissant les définitions :

$$A_{zz} = \frac{N^{\Longrightarrow} - N^{\Longleftrightarrow}}{N^{\Longrightarrow} + N^{\Longleftrightarrow}}$$

$$T_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{N^+ + N^- - 2N^\circ}{N^+ + N^- + N^\circ}$$

on arrive sans peine à la relation

$$T_{20} = (3\, A_{zz} - 1)/2\sqrt{2} \,. \qquad (7)$$



On peut maintenant dans un modèle très simple écrire l'amplitude de diffusion pd → dp à 0° comme :

$$T^{M'\mu'}_{M\,\mu}(pd \to dp) = \langle \varphi_p^{\mu'}\, \varphi_d^{M'} | 0 | \varphi_p^{\mu}\, \varphi_d^{M} \rangle$$

$$= \alpha \sum_{\substack{L\, M_L\, M_S \\ m_p}} T^{M'}_{m_p \mu}(pp \to d\pi)\, \mu_L(q)\, Y_{L\, M_L}(\hat{q}) \langle L\, M_L\, 1\, M_S | 1\, M \rangle \langle \tfrac{1}{2}\, m_p\, \tfrac{1}{2}\, \mu' | 1\, M_S \rangle$$

où nous avons fait apparaître l'amplitude de diffusion pp → dπ et la fonction d'onde du deuton cassé dans l'espace des impulsions, le π absorbé étant dans ce modèle simpliste traité comme une constante inclue dans α.

En supposant l'impulsion interne q du deuton alignée selon Oz, ce qui est raisonnable pour cette réaction de grand transfert à 0° :

$$|T^{M'\mu'}_{M\,\mu}(pd \to dp)|^2 = \alpha^2 \sum_{LL'} |T^{M'}_{M-\mu',\mu}(pp \to d\pi)|^2\, \mu_L\, \mu^*_{L'} \langle L\, 0\, 1\, M | 1\, M \rangle$$

$$\langle L'\, 0\, 1\, M | 1\, M \rangle \langle \tfrac{1}{2}\, M-\mu'\, \tfrac{1}{2}\, \mu' | 1\, M \rangle^2$$

ce qui entraîne :

$$N^{M'}(pd \to dp) = \sum_{M\mu\mu'} \left| T^{M'\mu'}_{M\ \mu}(pd \to dp) \right|^2 = \alpha\ N^{M'}(pp \to d\pi)$$

et donc l'égalité des pouvoirs d'analyse de ces deux réactions

$$T_{20}(pd \to dp) = T_{20}(pp \to d\pi).$$

Cette constatation reste vraie dans des modèles plus élaborés reliant ces deux réactions [KOL 71]. Elle est cependant dépendante du modèle (donc non rigoureuse) car il faudrait en tout état de cause intégrer les amplitudes $pp \to d\pi$ sur une certaine région d'énergie et d'impulsion transférée. En première approximation, on peut donc comparer directement le T_{20} mesuré (ou calculé) pour la réaction $pp \to d\pi$ à celui de la réaction $pd \to dp$ pour la même énergie du proton incident dans le laboratoire. Une correction basée sur l'égalité des énergies disponibles pour former le Δ entraîne une translation de +60 MeV à ajouter à l'énergie dans le système $pp \to d\pi$ avant de comparer à $pd \to dp$.

La comparaison directe est présentée Figure 17 à partir des données expérimentales [APR 82] extrapolées à zéro degré ainsi qu'à partir d'un calcul de $pp \to d\pi$ fait par Niskanen [NIS 78] traitant par voies couplées la production du pion dans les ondes S, P, D et F à partir des états pp traités jusqu'à L et J inférieurs ou égaux à 3.

On peut constater d'une part qu'un certain décalage existe entre théorie et expérience ($pp \to d\pi$). D'autre part, une valeur de T_{20} fortement négative (proche de la limite) est attendue dans le système $pd \to dp$ à des énergies de 500 à 600 MeV, ce qui est plus en accord avec nos calculs qu'avec l'expérience. On peut également remarquer que le calcul que nous avons mené de l'excitation d'un Δ conduit à une plus faible valeur de T_{20} que l'évaluation brutale de ce pouvoir d'analyse à partir de T_{20} de la réaction $pp \to d\pi$ ce qui est un peu plus conforme à l'expérience. Dans la zone arrière (130°-180°) de la diffusion $pd \to dp$, il a également été constaté [AND 78] que l'asymétrie est différente de celle de la réaction $pp \to d\pi$ à 316 MeV alors qu'elles sont raisonnablement ressemblantes à 500 $\sim$ 600 MeV. L'asymétrie de $pd \to dp$ reste toujours positive aux angles arrières alors que l'asymétrie de $pp \to d\pi$ est négative à 316 MeV. Une différence similaire encore que moins convaincante a été constatée [BIE 78] de l'autre côté de la résonance (1030 MeV). Cependant, l'idée séduisante de la liaison entre ces deux réactions doit être poursuivie nécessitant pour cela raffinements théoriques du modèle aussi bien que données expérimentales de A_{zz} (ou T_{20}) dans le système $pp \to d\pi$ sur l'ensemble de la région de la résonance. En particulier, il faudrait écrire

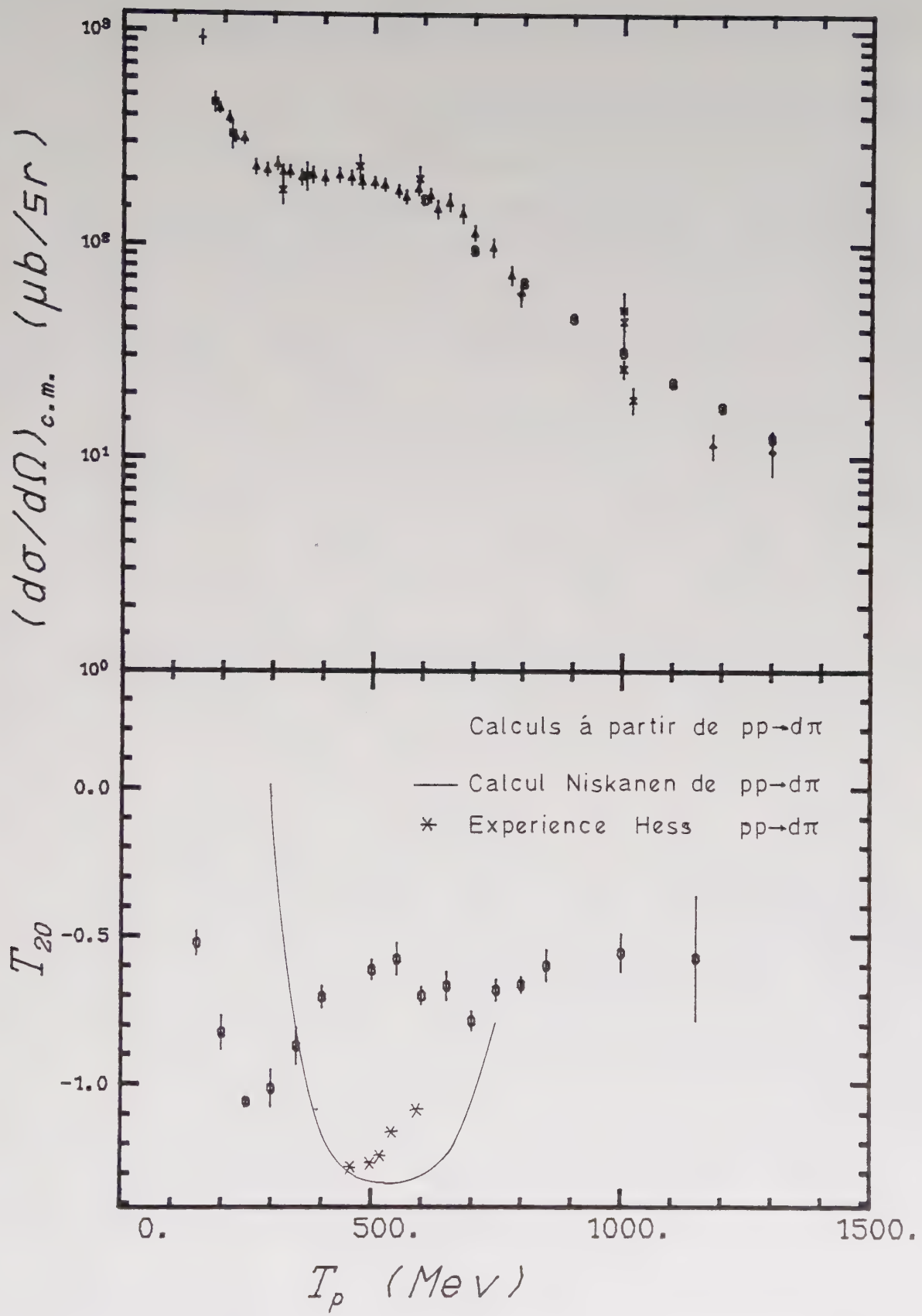


Fig. 17 - Calcul de T_{20} à partir de T_{20} calculé par Niskanen pour la réaction pp-dπ ou à partir des mesures faites par Hess et al. de A_{yy} dans la réaction $\vec{p}\vec{p}$-dπ.

ce modèle au niveau des amplitudes de diffusion pour pouvoir y ajouter de façon cohérente l'échange direct, ce qui solutionnerait peut être le problème constaté sur les asymétries de part et d'autre de la résonance.

III. CONCLUSIONS, DEVELOPPEMENTS POSSIBLES

Nous constatons tout d'abord que la somme de l'échange direct d'un neutron avec l'excitation intermédiaire d'un Δ rend en gros compte de la section efficace à 180°. Ceci est en accord avec de nombreux travaux précédemment menés sur la question tant à partir de l'excitation directe d'un Δ [ANJ 81, LAG 81] qu'à partir de la sous structure $pp \rightarrow d\pi$ [CRA 69, KOL 71]. Cependant, malgré un grand nombre d'effets testés dans ces calculs, d'assez grosses imprécisions demeurent dans le détail de reproduction de la section efficace. En jouant de façon raisonnable sur un certain nombre de paramètres on peut reproduire la section efficace, mais on peut aussi s'en éloigner laissant ainsi place pour d'autres éventuelles contributions au mécanisme de la réaction dans cette région cinématique ; et c'est bien de cela qu'il s'agit lorsque nous examinons T_{20}. Il est impossible dans le cadre du modèle envisagé ici de reproduire les détails de ce pouvoir d'analyse. En particulier entre 300 et 900 MeV, il semble que l'on attende la contribution d'un terme résonnant centré sur 600 MeV environ et produisant (sur T_{20}) une interférence constructive puis destructive avec la contribution des graphes que nous avons calculés (voir par exemple Figure 13 ou 16).

Nous pouvons constater que le traitement du graphe triangulaire de façon semi expérimentale (à partir des données de $pp \rightarrow d\pi$) ne change pas grandement les choses dans cette région. Au contraire, nous obtenons ainsi une valeur de T_{20} encore plus négative que nos calculs. L'addition cohérente de la contribution du graphe triangulaire avec l'échange direct changerait peu les choses vers $400 \sim 600$ MeV, zone dans laquelle les deux termes donnent une valeur trop fortement négative de T_{20}. Un déphasage arbitraire entre les deux processus changerait peu les choses dans cette région où la contribution de l'échange direct est fortement dominée par le terme résonnant (voir par exemple Figure 15).

Un point plus délicat réside dans le flou subsistant dans l'évaluation du terme d'échange direct. Nous avons déjà largement discuté les différentes approches. La moins criticable est sans doute l'approche relativiste [KEI 82] encore qu'elle ne produise pas de bouleversement trop important au niveau de la section efficace ou de T_{20}. Il reste d'une part à lui ajouter l'effet des distorsions, d'autre part à lui ajouter de façon cohérente un terme résonnant. En particulier, un terme tenseur dans les distorsions pourrait modifier de façon plus importante la contribution de l'échange direct à T_{20}. Ces distorsions devraient de plus être basées sur les données de diffusion élastique avant $pd \rightarrow dp$. Cependant, même dans

cette approche, la section efficace reste très faible dans la région où le plus grand désaccord est observé sur T_{20}, et il faudrait de très gros effets arrivant spécialement vers 400-800 MeV pour avoir une chance d'arranger les choses.

Il semble plus raisonnable de critiquer le traitement du terme résonnant lui-même. L'accident dans T_{20} arrive à peu près exactement à l'énergie et avec la largeur du terme résonnant (voir Figure 18).

Nous ne pouvons ici que répéter que dans le cadre de notre traitement de la résonance Δ intermédiaire, il n'y a pas place pour une telle contribution, et ceci après avoir fait varier à peu près tous les paramètres de ce modèle.

Un calcul basé sur le même diagramme physique par d'autres auteurs [LAG 81]. conduit malgré des traitements numériques et des approximations différentes à une valeur de T_{20} sensiblement équivalente à notre calcul et ne présentant en tout cas pas de structure vers 500-700 MeV : notons cependant que ces auteurs ont utilisé une contribution de l'échange direct anormalement faible par rapport à ce que l'on trouve dans la littérature. Il semble donc qu'il n'y ait pas tellement de changement important à attendre d'un traitement différent du Δ. Un calcul totalement relativiste serait cependant, souhaitable encore que le type de traitement (non relativiste) développé ici donne de bons résultats dans un grand nombre d'interprétations expérimentales (diffusion de π, problème NN, photoproduction de π, réactions (pπ) ...) impliquant des calculs pour des valeurs équivalentes d'impulsion et d'énergie transférée.

III.1 Contribution de la diffusion multiple

La contribution de la diffusion multiple est largement controversée. Une évaluation classique des termes de simple et double diffusion [BER 67] montre la forte prépondérance des termes de double diffusion par rapport à la simple diffusion. Cependant, un facteur de normalisation d'au moins un ordre de grandeur (et dépendant de l'énergie) est nécessaire pour remonter le calcul au niveau de l'expérience à 1 ; 1,2 et 1,5 GeV. De plus, le comportement hors couche du terme nucléon-nucléon pris dans ce calcul a été critiqué par Anjos [ANJ 81] comme conduisant à des amplitudes nucléon-nucléon beaucoup trop grandes. Une évaluation du terme de simple diffusion [KON 81] montre d'ailleurs clairement que ce terme est négligeable au delà de 200 MeV.

Récemment, Gurvitz [GUR 80] a montré un surprenant calcul basé sur l'égalité des amplitudes N-N à 0° et 180° dans lequel la section efficace à 180° est reproduite de 200 MeV à 1,4 GeV essentiellement avec la diffusion simple et le terme d'échange direct. Le facteur de forme du deuton serait dans ce calcul responsable de la bosse observée dans la fonction d'excitation vers 600 MeV

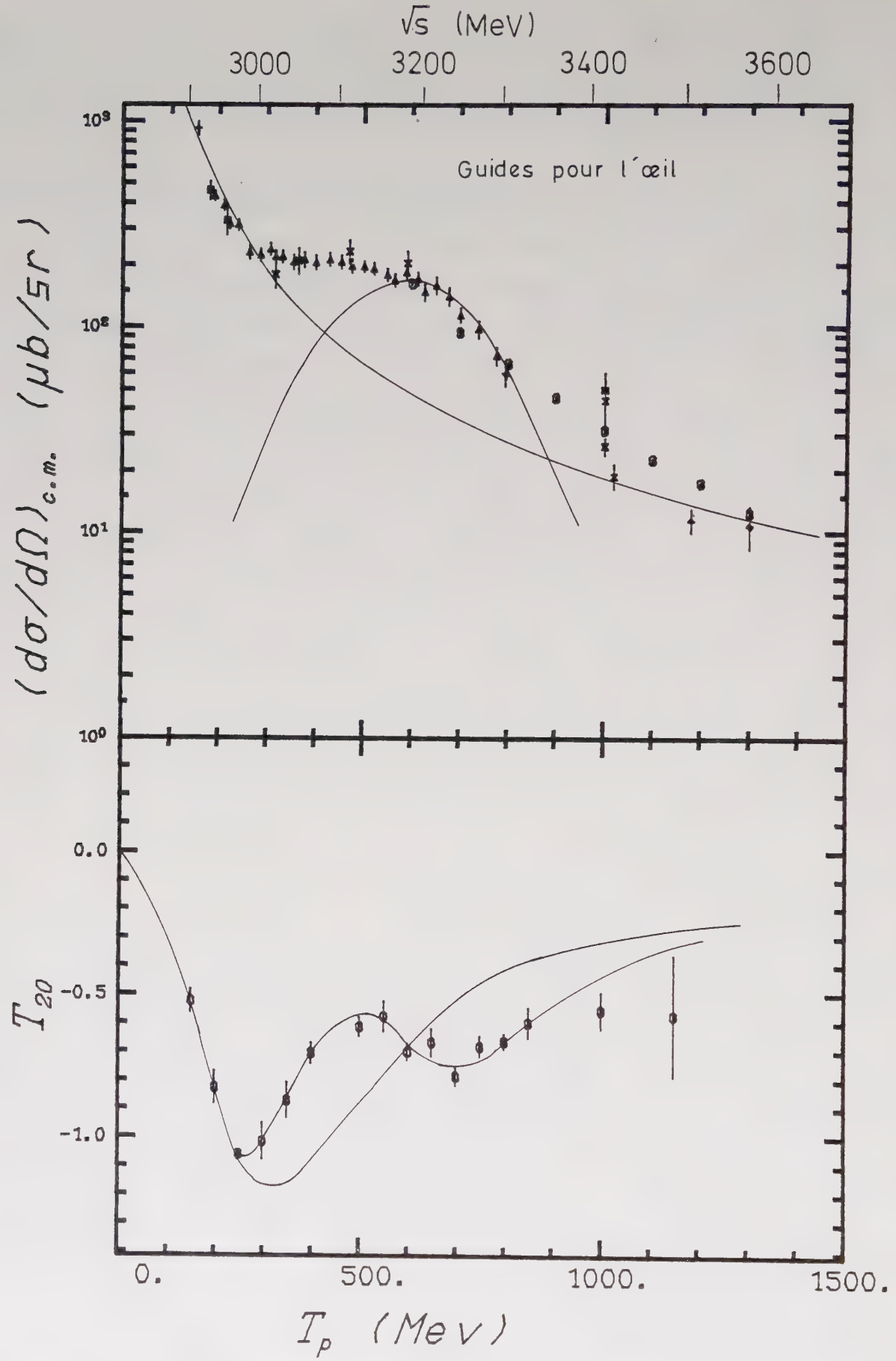


Fig. 18 - Guides pour l'oeil. On attend une interférence constructive puis destructive sur T_{20} autour de T_p = 600 MeV entre un comportement doux qui pourait être l'échange direct plus l'excitation d'un Δ et une contribution résonante : tribaryon?

($q^2 = 2$ GeV/c^2) à cause d'un large épaulement à cette impulsion dans le facteur de forme du deuton. Cependant, si on considère l'expérience [ARN 75], il n'y a aucune trace de structure à cette impulsion dans le terme $A(q^2)$ qui est, au facteur de forme magnétique près, la mesure expérimentale du facteur de forme de charge monopolaire et quadrupolaire utilisés dans les calculs de diffusion multiple

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(ed \rightarrow ed) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \left[A(q^2) + B(q^2)\ tg^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right)\right] .$$

De plus, dans ces régions de grand transfert, les calculs de $A(q^2)$ basés purement sur des facteurs de forme calculés à partir de fonctions d'ondes classiques du deuton, sont en général, en dessous de l'expérience, la différence étant expliquée par un mécanisme particulier à la réaction de diffusion d'électrons impliquant l'effet de courants d'échange (interaction du γ avec un méson échangé entre les nucléons). Dans un calcul de diffusion multiple on a besoin de la probabilité de trouver les deux nucléons à une certaine impulsion relative, et donc la bonne procédure serait de partir de $A(q^2)$ expérimental et de lui retrancher l'effet des courants d'échange. Tout ceci fait penser que cette évaluation [GUR 80] de la diffusion multiple a été largement surestimée. Elle a par ailleurs été critiquée dans ses fondements [KIS 79]. Elle conduit de toute façon à un calcul du pouvoir d'analyse T_{20} ne présentant aucune trace de structure vers 500-700 MeV [BHA 81].

III.2 Echange de N*

L'échange de résonances baryoniques a été historiquement invoqué pour expliquer la forte section efficace observée dans la diffusion pd → dp [KER 69]. Le raisonnement est simple ; l'échange d'un nucléon étant trop faible par rapport à l'expérience, on examine la possibilité de trouver dans le deuton de petites composantes de la fonction d'onde piquées dans l'espace des impulsions à des valeurs mises en jeu dans de telles réactions ; là précisément où les composantes habituelles (état S et D) de la fonction d'onde se sont évanouies. Ces composantes sont avant tout constituées d'un nucléon et d'une résonance baryonique N* (isospin $\frac{1}{2}$) générées par perturbation d'un potentiel $V_{NN \rightarrow NN*}$ sur les composantes habituelles de la fonction d'onde. Ces potentiels sont estimés à partir d'échanges de mésons [JEN 74, ROS 75, WEB 76], les composantes exotiques du deuton ainsi calculées étant au plus de 1 % à 2 %. Il faut cependant remarquer que la mesure expérimentale du facteur de forme du deuton [ARN 75] laisse peu de place pour de telles composantes car il est déjà assez bien reproduit par des fonctions d'onde conventionnelles.

Nous avons cependant repris un calcul de Kerman et Kisslinger [KER 69] pour vérifier si même en très petite quantité de telles composantes, par le jeu des nombres quantiques, ne pouvaient pas produire d'interférence du type observé dans T_{20}.

On écrit la fonction d'onde du deuton

$$\psi_d^{1M}(\vec{r}) = u_S(r) \left[Y_o \chi^1\right]^{1M} + u_D(r) \left[Y_2 \chi^1\right]^{1M} + \sum_{S=2,3} a_S u_{D*}(r) \left[Y_2 \chi^S\right]^{1M} \quad (8)$$

où en plus des états S et D habituels apparait une composante due au premier N*(1680) (1/2, $5/2^+$). Le spin peut alors être 2 ou 3 et Kerman et Kisslinger ont supposé une forme radiale de fonction d'onde $u_{D*}(r)$ indépendante du spin.

Une composante de N* liée conduit à une fonction d'onde

$$u_{D*}(r) = N\, j_2(3{,}68\ r)/57{,}194 \qquad r < 1{,}5 \text{ fm}$$

$$= N\, e^{-4{,}815\ r} \qquad r > 1{,}5 \text{ fm.}$$

avec une normalisation

$$4\pi \int_o^\infty \left[u_S^2(r) + u_D^2(r) + u_{D*}^2(r)\right] r^2 dr = 1 \ .$$

On obtient N = 7,007 pour une probabilité de 1 % de N* dans le deuton avec $a_2 = 0{,}9487$ et $a_3 = 0{,}3162$.

Cette fonction d'onde correspond au modèle 1 de Kerman et Kisslinger. On obtient alors une nouvelle partie à ajouter aux amplitudes de diffusion en suivant le même calcul que pour le transfert d'un neutron [VAS 73]

$$T_{M\,\mu}^{M'\mu'}(180°) = (-2)\ (2\pi)^3\ \frac{1}{2} \left(-\frac{k^{*2} + \hbar^2 q^2}{M_{N*}}\right) * \frac{5}{4\pi} \left|u_{D*}(q)\right|^2$$

$$* \sum_{\substack{S,S'=2,3 \\ \mu_2}} a_S a_{S'} \langle 2\,0\,S\,M|1\,M\rangle\langle 2\,0\,S'\,M'|1\,M'\rangle\langle\tfrac{5}{2}\,\mu_2\,\tfrac{1}{2}\,\mu|S'\,M'\rangle\langle\tfrac{5}{2}\mu_2\,\tfrac{1}{2}\,\mu'|S\,M\rangle \quad (9)$$

avec la fonction d'onde dans l'espace des impulsions

$$u_{D*}(q) = -\sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_o^\infty j_2(qr)\ u_{D*}(r)\ r^2 dr$$

et

$$k^{*2} = 1{,}286\ M_N\ (|\varepsilon_B| + M_{N*} - M_N) \ .$$

Les fonctions d'onde $u_S(q)$, $u_D(q)$ correspondant au potentiel de Paris et la fonction $u_{D*}(q)$ sont présentées Figure 19. On remarque que l'effet du N* sera le plus important pour des transferts de 2,5 à 3 fm^{-1} environ, correspondant

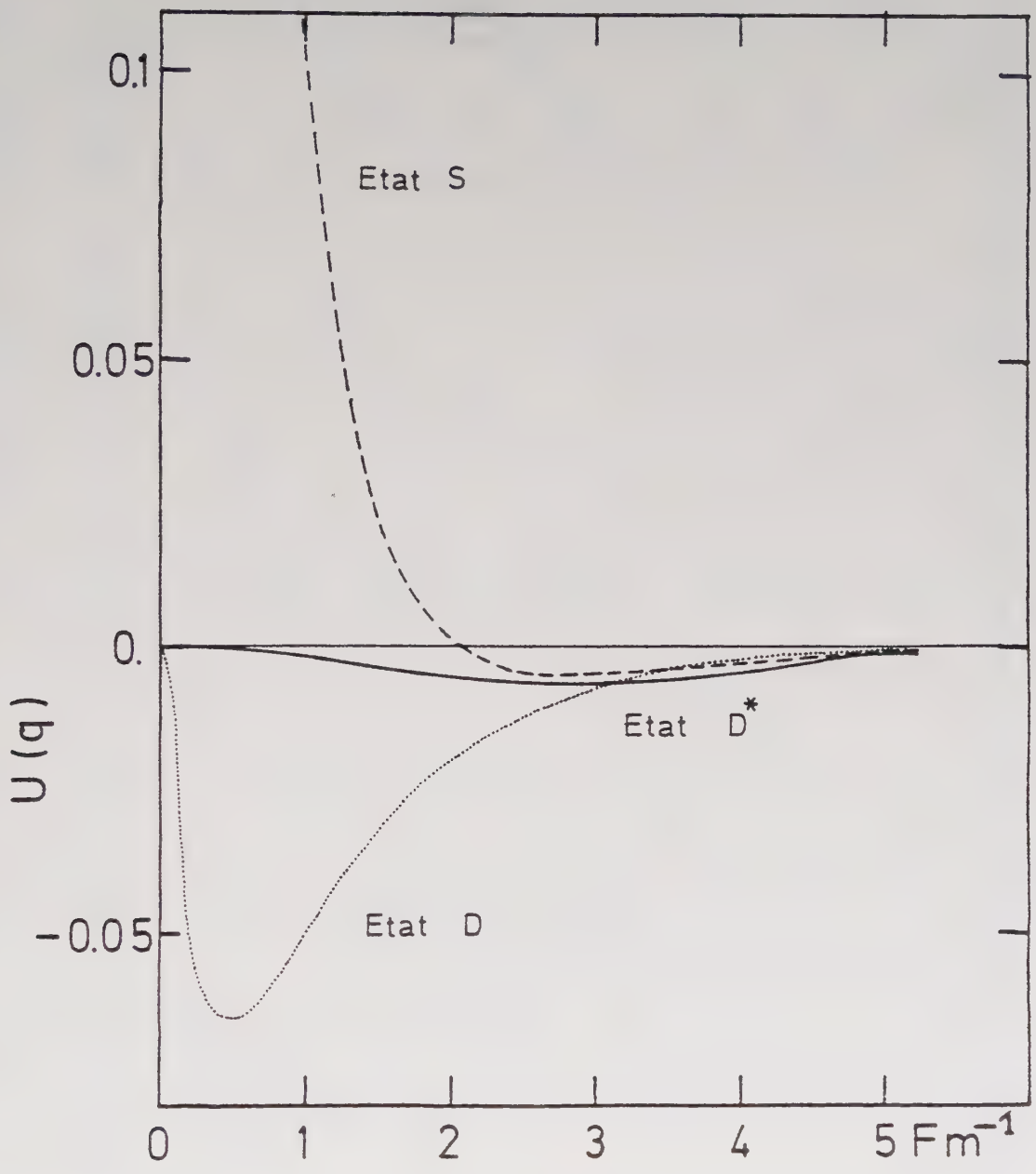


Fig. 19 - Fonction d'onde radiale dans l'espace des impulsions des états S et D du deuton (fonction d'onde du potentiel de Paris) et du N(1680) calculé avec une probabilité de 1 % (moment angulaire ℓ=2) dans le modèle 1 de Kerman et Kisslinger.*

à $T_p \simeq$ 1200 à 1500 MeV, donc loin de la région qui nous préoccupe (500 ∿ 700 MeV). La somme cohérente avec l'échange du neutron puis avec l'excitation d'un Δ intermédiaire (Figure 20) présente des contributions mineures ne donnant aucune structure dans T_{20} vers 500-700 MeV.

On peut donc conclure que l'effet de l'échange de résonances baryoniques ne peut guère jouer un rôle qu'à relativement grande énergie (1000 ∿ 1500 MeV) et semble, tout au moins dans le modèle utilisé de Kerman et Kisslinger, jouer peu de rôle sur T_{20} dans la zone où une structure est observée. On peut aussi remarquer que l'effet calculé par Vasan [VAS 73] sur l'alignement est un peu surestimé.

Pour terminer ces considérations sur la contribution d'échange direct de N^*, mentionnons que d'autres composantes à la fonction d'onde du deuton ont été calculées telles que $N^*(1520)$ $(1/2, 3/2^-)$ [WEB 76]. On peut alors trouver un maximum de probabilité de telles composantes pour des impulsions internes du deuton relativement faibles (0,8 fm^{-1} - 1 fm^{-1}). Cependant une telle composante exotique est alors dans ces régions inférieure aux composantes habituelles (état S et D) qui donnent elles-mêmes une faible part de la section efficace pd → dp pour $T_p \sim$ 500-700 MeV. On peut donc conclure que des composantes N^*-N dans la fonction d'onde du deuton changerons très peu les calculs dans la région du second minimum de T_{20}.

Précisons qu'il faut considérer différemment la possibilité d'exciter dynamiquement au cours de la réaction d'autres résonances que le Δ dans des diagrammes du type TME. Contrairement aux N^* préformés dans le deuton, on dispose alors de beaucoup d'énergie (énergie cinétique de la réaction pd) pour former ces résonances avec une probabilité importante. On retrouve alors le même ordre d'influence des résonances en fonction de l'énergie incidente que celui observé dans la diffusion π-N. De tels mécanismes pouraient sans doute améliorer le comportement de la section efficace calculée au delà du Δ ($T_p \gtrsim$ 1000 MeV) mais ne modifieraient sans doute pas le calcul de T_{20} dans la région du second minimum (500 ∿ 800 MeV).

III.3 Excitation de tribaryons ?

Il faut bien en venir au seul modèle qui actuellement présente une structure dans T_{20} à l'énergie de 500 ∿ 700 MeV [KON 80, KON 81].

Il a le mérite d'avoir été calculé avant notre expérience et est basé sur la possibilité de former un tribaryon dans l'état intermédiaire. Ce graphe est évidemment résonnant dans la voie S. Les tribaryons de masse et largeur (3070, 100 MeV, (3180, 140 MeV) et (3330, 180 MeV) basés par analogie avec les dibaryons

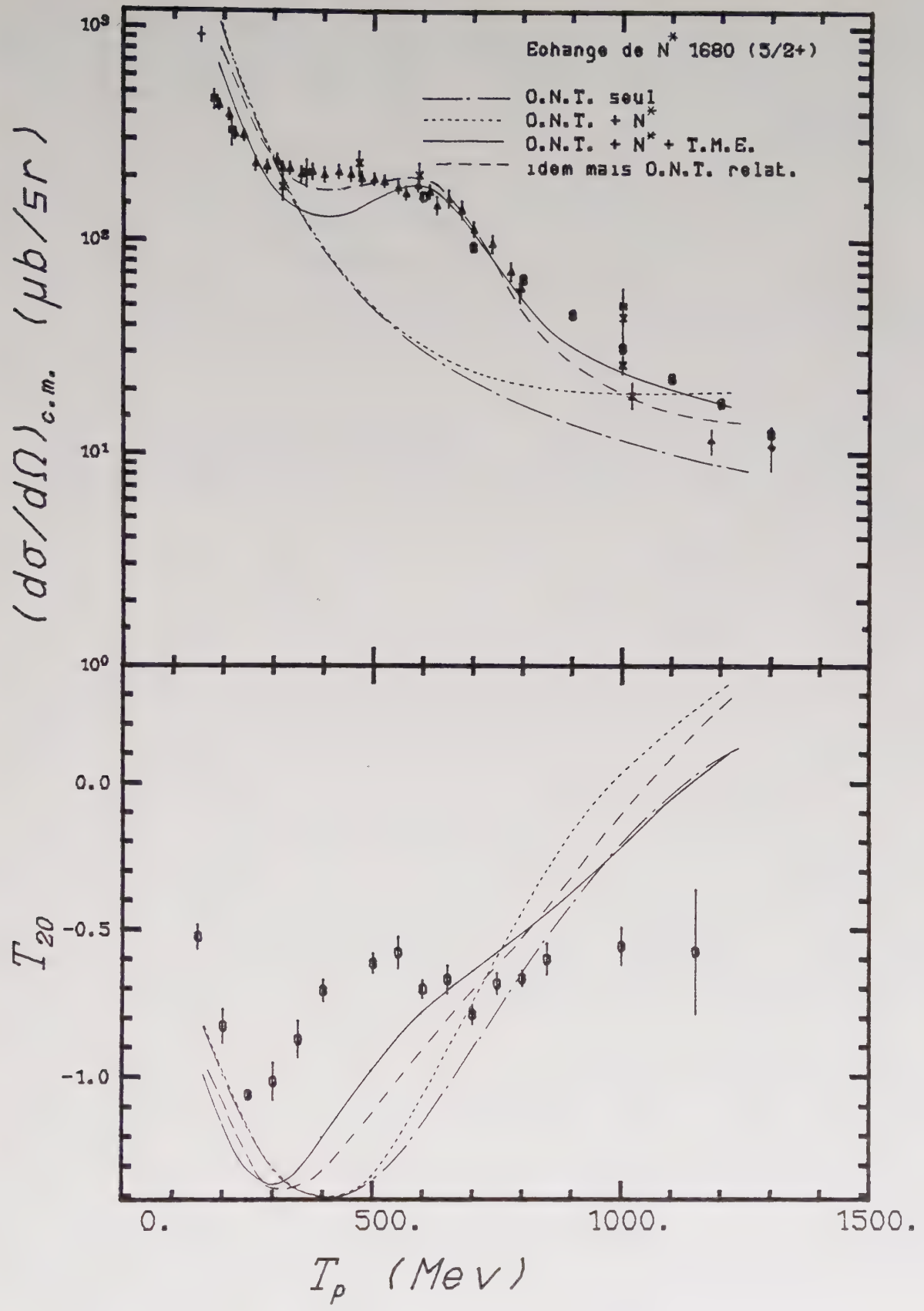
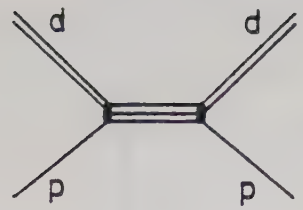


Fig. 20 - Echange de N (probabilité 1 %) ajouté aux contributions de transfert d'un neutron (ONT) et d'excitation d'un Δ. L'échange direct est calculé dans l'approximation classique pour les trois premières courbes. Il est distordu pour les courbes en trait plein et en tirets et ajouté à l'excitation du Δ calculé dans les condition de la Fig. 9.*



$^1D_2$, $^3F_3$ et $^1G_4$ sur un modèle rotationnel sont considérés par ces auteurs. Ces résonances donnent leur maximum de contribution à T_p = 400, 585 et 845 MeV respectivement.

En supposant cette transition centrale, ces auteurs calculent, en ajoutant le transfert direct d'un neutron et l'excitation d'un Δ intermédiaire, une courbe raisonnable pour la fonction d'excitation. Pour le pouvoir d'analyse T_{20}, le calcul présente une structure un peu similaire à notre expérience mais décalée vers zéro. Il est évident que le détail de tels calculs reste encore très incertain, en particulier sur la masse tentative de telles résonances aussi bien que sur les transitions qu'elles entraînent. En particulier les pondérations ont été plus où moins ajustées pour s'approcher des données de la première expérience [IGO 79].

Conclusions

Nous avons tout d'abord apporté dans le problème de la diffusion élastique pd → dp une donnée expérimentale importante : le pouvoir d'analyse T_{20} mesuré à 16 énergies de T_d = 300 MeV à T_d = 2300 MeV sur toute la région de la résonance mise en évidence dans les mesures de section efficace. Pour produire ces données expérimentales, le faisceau de deutons polarisés a été développé et étudié à Saturne. Basé sur la réaction dd → pt, un polarimètre que nous avons construit et mis au point a permis en particulier d'étudier facilement les puissances à injecter dans les transitions construites au DPh-N/ME, permettant ainsi d'optimiser le degré de polarisation (≃ 85 %). Nous avons également étudié en détail le comportement du solénoïde de redressement du spin. Ce polarimètre est maintenant utilisé pour toutes les expériences avec des deutons polarisés faites auprès du synchrotron Saturne. Une partie importante de l'imprécision globale (≃ 10 %) sur la valeur absolue de la polarisation est encore due à la mauvaise connaissance des pouvoirs d'analyse effectifs de la réaction dd → pt à 380 keV. Pour pallier à ce défaut, nous prévoyons de calibrer notre polarimètre sur un faisceau de polarisation connue (Giessen) dans un avenir proche.

Soulignons ici la remarquable qualité du faisceau de deutons polarisés. Son intensité n'a fait qu'augmenter au cours du temps, passant de 3×10^8 dans le synchrotron au début de notre expérience de mai 82 (nous utilisions alors le premier faisceau de deutons polarisés accéléré au LNS) à 3×10^9 aujourd'hui. Ces améliorations ont été obtenues par les machinistes à partir de la source (géométrie, refroidissement des buses à la sortie du dissociateur, optimisation de l'ioniseur) et de l'optique de la ligne d'injection dans le LINAC.

De plus, la grande stabilité du degré de polarisation élevé de ce faisceau allié à la souplesse de variation en énergie du synchrotron nous ont permis la prise rapide des données de T_{20}, sous forme de fonction d'excitation.

Nos données expérimentales de T_{20} ont levé le doute jeté sur les interprétations théoriques de la diffusion pd → dp à basse énergie ($T_p \simeq$ 300-400 MeV) par l'expérience d'Argonne. A basse énergie (avant la résonance) T_{20} est bien fortement négatif comme le prévoient les modèles d'échange d'un neutron. Par contre, une structure qui semble une interférence est observée entre 500 et 700 MeV environ. Cette structure n'est prévue par aucun modèle théorique actuellement envisagé dans cette région d'énergie.

Nous avons développé un calcul de cette réaction, somme cohérente de l'échange direct d'un neutron avec l'excitation d'un Δ intermédiaire dans la voie S. Ce calcul basé sur la réduction non relativiste du lagrangien πNN et πNΔ n'a, comme approximation dans le cadre de ce modèle, que l'alignement sur un axe des impulsions des mésons échangés, approximation justifiée à 180° par l'importance des impulsions mises en jeu. A partir de ce calcul central utilisant une description réaliste du deuton (fonction d'onde du potentiel de Paris) nous avons traité approximativement l'échange de mésons ρ et le coeur dur de l'intéraction. Des variations sur un certain nombre de paramètres ou constantes du calcul encore assez mal connus nous ont permis d'en comprendre l'influence sur la réaction pd → dp. L'échange direct d'un neutron dans différents modèles a été traité avec distorsions au premier ordre dans un modèle de Glauber. Globalement la fonction d'excitation de la section efficace à 180° est à peu près reproduite. Le calcul de la section efficace pour des énergies plus grandes que l'énergie centrale de la résonance (T_p = 1000-1200 MeV) est plus petit que l'expérience lorsque l'on prend en compte l'excitation du Δ par échange de méson ρ. Il est cependant difficile d'en conclure que seul l'échange de π est important car on s'attend à ce que le modèle calculé devienne plus mauvais vers ces énergies, l'excitation dynamique d'autres résonances (N* 1520 par exemple) dans l'interaction πN n'ayant pas été traitée. D'autre part, le terme d'échange direct d'un nucléon redevient important à ces énergies produisant une interférence (destructive) notable. Il doit donc être traité soigneusement. En particulier l'échange de N* (1680) préformés dans le deuton peut modifier de façon importante le calcul pour $T_p \simeq$ 1000 MeV [KER 69].

Par contre, si l'allure générale de T_{20} est reproduite, une structure d'interférence existant dans les données expérimentales semble se superposer entre 400 et 800 MeV au calcul de l'échange d'un neutron et de l'excitation du Δ, structure qui n'est jamais reproduite par aucun de nos calculs. La partie tensorielle de l'intéraction domine largement le calcul. Pourtant, en changeant le signe global du terme spin-spin, mal déterminée, on produit dans le calcul de T_{20} un second minimum mais à une énergie nettement trop grande, cette structure apparaissant à l'énergie d'interférence entre les deux mécanismes (ONT et TME). Après avoir essayé différentes variations (traitement du Δ, facteurs de forme πNN, πNΔ,

traitement des corrélations, déphasage arbitraire entre ONT et TME) nous arrivons à la conclusion qu'il nous est impossible, dans le cadre du mécanisme étudié (et de son écriture formelle), de reproduire parfaitement la structure expérimentale de T_{20} vers 400-800 MeV. Cette déficience suggère que nos calculs doivent encore être améliorés. L'accident dans le pouvoir d'analyse apparaissant à peu près à l'énergie de la bosse dans la section efficace, peut être faudrait-il effectuer un traitement du Δ plus soigneux (par exemple en calculant explicitement ses termes d'interaction avec les autres nucléons). On se pose également toujours la question de savoir si les effets relativistes négligés dans ces approches (résultant des réductions non relativistes) peuvent avoir des effets importants aussi bien dans l'excitation du Δ intermédiaire (TME) que dans l'échange direct par l'intermédiaire de l'interférence. Enfin, l'échange direct de N* (1520) préformé dans le deuton pourait jouer un rôle qui reste à évaluer plus précisèment.

Il faut également se demander si un mécanisme nouveau ne se manifeste pas dans ces données. Une excitation de résonance tribaryonique dans l'état intermédiaire a été envisagée comme hypothèse de travail [KON 81] pour comprendre les premières données de T_{20} [IGO 79] et semble produire une structure dans T_{20} assez voisine de la forme que nous avons expérimentalement observée mais autour d'une valeur absolue proche de zéro. Une telle hypothèse est évidemment très excitante mais demande à être étudiée plus en détail avant d'en tirer des conclusions solides. Expérimentalement, il a été fait état d'anomalies constatées dans la mesure du pouvoir d'analyse de $pd \rightarrow t\pi$ au voisinage de 180° [KIE 83] et pour des énergies incidentes T_p = 700-800 MeV, voisines quoique légèrement supérieures à celle à laquelle l'accident dans T_{20} de $pd \rightarrow dp$ est observé. Il se pourrait donc que nous ayons à faire au même type de phénomène (dibaryon, tribaryon ou composante $\Delta\Delta$ du deuton). Pour clarifier la situation d'un point de vue expérimental, des données de fonction d'excitation de T_{20} semblent très intéressantes, ce pouvoir d'analyse restant non nul dans la situation géométrique particulièrement simple pour l'analyse de diffusion à 0° (180°).

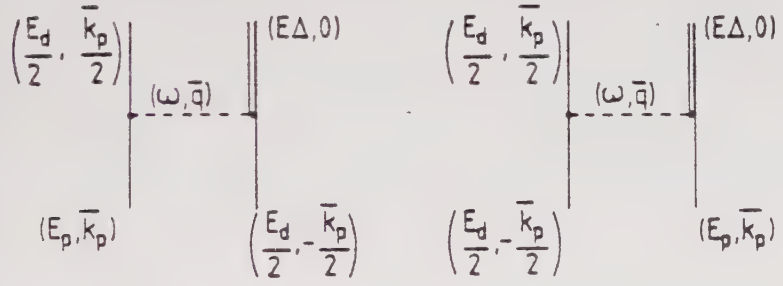
Des mesures de T_{20} (0°) pour la réaction $p(d,\pi)t$ couvrant au moins la région de T_d = 1000-2000 MeV seraient sans doute un élément important de l'étude de cette région résonnante encore abscure. De plus, des mesures de T_{20} dans la réaction $pp \rightarrow d\pi$ et pour les mêmes zones d'énergie permettraient de savoir si le comportement incompris dans le mécanisme de réaction est spécifique ou non de la présence de trois nucléons. Ces dernières mesures permettraient également de raffiner la compréhension et le calcul du graphe dit triangulaire de $pd \rightarrow dp$. Cette expérience nécessite un polarimètre à deutons de grande efficacité placé derrière un spectromètre. Un tel polarimètre est en cours d'étude à Saturne.

Il reste en définitive une part importante de travail tant théorique qu'expérimental à réaliser pour comprendre dans ce système à trois nucléons une anomalie clairement mise en évidence par notre expérience et son analyse pour $\sqrt{S}$ compris entre 3,07 GeV et 3,30 GeV.

Appendice A

Estimation des diagrammes ordonnés dans le temps

Nous voulons nous convaincre que l'approche, en ordonnant les diagrammes dans le temps, n'est pas trop différente de notre calcul. Pour cela, comme nous l'avons fait pour traiter l'échange du ρ ou l'effet des corrélations, nous donnerons aux pions échangés l'énergie et l'impulsion calculées sans effet des fonctions d'onde du deuton. Nous avons alors deux possibilités dans les graphes envisagés :



$\omega = E_p - E_d/2$ $\qquad$ $\omega = 0$

$\bar{q} = \bar{k}_p/2$ $\qquad$ $\bar{q} = -\bar{k}_p$

Notre estimation est proportionnelle à :

$$\frac{1}{E_\Delta - E_p} \quad \frac{1}{\omega^2(q) - \omega^2}$$

avec : $E_\Delta = M_\Delta + i\,\frac{\Gamma}{2}$

$\omega^2(q) = q^2 + m_\pi^2$

On peut écrire (en ne considérant qu'un pion) trois graphes ordonnés dans le temps

qui conduisent à l'estimation

$$\frac{1}{2\omega(q)}\left[\frac{1}{E_\Delta - E_p}\left(\frac{1}{\omega(q) - \omega} + \frac{1}{\omega(q) + E_\Delta - E_d/2}\right) + \frac{1}{\omega(q)}\,\frac{1}{\omega(q) + E_\Delta - E_d/2}\right]$$

dans le cas du pion transférant de l'énergie, et à l'estimation

$$\frac{1}{2\omega(q)}\left[\frac{1}{E_\Delta - E_p}\left(\frac{1}{\omega(q)} - \frac{1}{E_p - E_\Delta - \omega(q)}\right) + \frac{1}{E_p - E_d/2 - \omega(q)} * \frac{1}{E_p - E_\Delta - \omega(q)}\right]$$

dans le cas du pion ne transférant pas d'énergie (ω=0). La différence entre notre estimation et le calcul ordonné dans le temps n'est jamais supérieure à 3 % entre 200 MeV et 1200 MeV (énergie du proton incident) pour chaque pion et pour la partie réelle aussi bien qu'imaginaire des formules ci-dessus. Il est évident que ceci reste une estimation de la différence entre les deux approches puisque d'une part nous n'avons pas considéré l'effet des fonctions d'onde et que d'autre part nous devrions comparer le diagramme complet calculé pour la réaction (deux pions échangés avec un Δ intermédiaire) à la somme des 12 diagrammes possibles ordonnés dans le temps.

Appendice B

TRAITEMENT DES CORRELATIONS

1. Partie spin-spin de l'interaction

Elle est de la forme.

$$V_S(\bar{r}) = \delta(\bar{r}) - \frac{1}{4\pi} m^{*2} \frac{e^{-m^* r}}{r} \qquad m^{*2} = m^2 - \omega^2$$

avec les corrélations :

$$\tilde{V}_S(\bar{q}) = \int e^{i\bar{q}\bar{r}} (1 - j_0(m_\omega r)) (\delta(\bar{r}) - \frac{1}{4\pi} m^{*2} \frac{e^{-m^* r}}{r}) d\bar{r}$$

$$= 0 - \frac{1}{4\pi} m^{*2} \int e^{i\bar{q}\bar{r}} \frac{e^{-m^* r}}{r} (1 - j_0(m_\omega r)) d\bar{r}$$

(on remarque que la corrélation tue bien la divergence à $\vec{r} = 0$)

$$\tilde{V}_S(\bar{q}) = - \frac{m^{*2}}{q^2 + m^{*2}} + \frac{m^{*2}}{4qm_\omega} \mathrm{Log} \left[\frac{(q + m_\omega)^2 + m^2}{(q - m_\omega)^2 + m^2} \right]$$

$$\lim_{q \to \infty} \tilde{V}_S(q) = - \frac{m^{*2}}{q^2} + \frac{m^{*2}}{q^2} + 0 \left(\frac{1}{q^4} \right) = 0$$

Le potentiel est bien nul à grande impulsion

$$\lim_{q << m_\omega} \tilde{V}_S(q) = - \frac{m^{*2}}{q^2 + m^{*2}} + \frac{m^{*2}}{q^2 + m_\omega^2 + m^{*2}}$$

C'est sur cette forme que nous appliquons ensuite les facteurs de forme :

$$\tilde{V}_S(q) = - \left(\frac{m^{*2}}{q^2 + m^{*2}} - \frac{m^{*2}}{q^2 + m_\omega^2 + m^{*2}} \right) \left(\frac{\Lambda_1^2 - m^2}{\Lambda_1^{*2} + q^2} \right) \left(\frac{\Lambda_2^2 - m^2}{\Lambda_2^{*2} + q^2} \right)$$

$$\Lambda^{*2} = \Lambda^2 - \omega^2$$

2. Partie tenseur de l'interaction

Elle est de la forme

$$V_T(\bar{r}) = \frac{1}{4\pi} m^{*2} \frac{e^{-m^* r}}{r} \left(1 + \frac{3}{m^* r} + \frac{3}{(m^* r)^2}\right) S_{12}(\hat{r})$$

Avec les corrélations

$$\tilde{V}_T(\bar{q}) = \int e^{i\bar{q}\bar{r}} (1 - j_0(m_\omega r)\, V_T(\bar{r})\, d\bar{r}$$

$$\tilde{V}_T(\bar{q}) = S_{12}(\hat{q}) \left\{ \frac{q}{4m_\omega} \text{Log } X + \frac{m_\omega}{2q} \left(\frac{q^2 + m^{*2} + m_\omega^2}{4\, q\, m_\omega} \text{Log } X - 1 \right) \right.$$

$$\left. - \left[\frac{3(q^2 + m^{*2} + m_\omega^2)^2 - 4\, q^2\, m_\omega^2}{16\, q^2\, m_\omega^2} \right] \text{Log } X + \frac{3(q^2 + m^{*2} + m_\omega^2)}{4\, q\, m_\omega} - \frac{q^2}{q^2 + m^{*2}} \right\}$$

$$X = \frac{(q + m_\omega)^2 + m^{*2}}{(q - m_\omega)^2 + m^{*2}}$$

où on reconnait $- \frac{q^2\, S_{12}(\hat{q})}{q^2 + m^{*2}}$ la forme sans corrélations.

La limite pour q tendant vers l'infini conduit séparement à -1 pour le potentiel sans corrélations et à 1 pour le reste, les corrélations jouant bien ici encore leur rôle d'annulation du potentiel à q infini (r nul). La limite pour $q << m_\omega$ est utilisée pour la suite du calcul

$$\lim_{q << m_\omega} \tilde{V}_T(q) = S_{12}(\hat{q}) \left(\frac{q^2}{q^2 + m^{*2} + m_\omega^2} - \frac{q^2}{q^2 + m^{*2}} \right)$$

valeur sur laquelle on appliquera les facteurs de forme.

Références

ADY 66 B.P. Ad'yasevich, Yu.P. Polunin, D.E. Fomenko:
Sov. Journ. of Nucl. Phys. 5 (1967) 507
B.P. Ad'yasevich, V.G. Antonenko, D.A. Kuznetsov, Yu. P. Polunin,
D.E. Fomenko: Sov. Journ. of Nucl. Phys. 8 (1969) 154

ALD 72 J.C. Alder, W. Dollhoff, C. Lunk, C.F. Perdrisat, W.K. Roberts,
P. Kitching, G. Moss, W.C. Olsen, J.R. Priest: Phys. Rev. C6 (1972) 2010

AND 77 H.H. Anderson et J.F. Ziegler : 'Hydrogen stopping power and ranges
in all elements' Pergammon Press (1977)

AND 78 A.N. Anderson, J.M. Cameron, D.A. Hutcheon, J. Kallne, B.K.S. Koene,
B.T. Murdoch, W.T.H. Van Oers, A.W. Stetz: Phys. Rev. Lett. 40 (1978)
1553

ANJ 81 J.C. Anjos,A. Santoro, F.R.A. Simao, D. Levy: Nucl. Phys. A356 (1981)
383

APR 82 E. Aprile et al :SIN Newsletter 14 (1982) 27

ARE 75 H. Arenhovel: Nucl. Phys. A247 (1975) 473

ARN 75 R.G. Arnold, B.T. Chertok, E.B. Dally, A. Grigorian, C.L. Jordan,
W.P. Schutz, R. Zdarko, F. Martin, B.A. Mecking: Phys. Rev. Lett. 35
(1975) 776

ARV 67 J. Arvieux: These d'Etat, Grenoble (1967)

ARV 83 J. Arvieux, S.D. Baker, R. Beurtey, M. Boivin, J.M. Cameron,
D.A. Hutcheon, J. Banaigs, J. Berger, A. Codino, J. Duflo, L. Goldzahl,
F. Plouin, A. Boudard, G. Gaillard, Nguyen Van Sen,C.F. Perdrisat:

Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 19

BAK 82 S. Baker : Communication privee

BAN 80 J. Banaigs : SPES4 'Ensemble de detection magnetique du Laboratoire National Saturne' 1980

BAR 72 G.W. Barry: Annals of Phys. 71 (1972) 482

BEN 67 G.W. Bennett, J.L. Friedes, H. Palevsky, R.J. Sutter, G.J. Igo, W.D. Simpson, G.C. Phillips, R.L. Stearns, D.M. Corley: Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 387

BER 67 L. Bertocchi et A. Capella: Nuov. Cim. 51A (1967) 369

BER 81 P. Berthet, R. Frascaria, J. Banaigs, J. Berger, M. Boivin, J. Duflo, F. Fabbri, L. Goldzahl, P. Picozza, F. Plouin, L. Satta, B. Tatischeff: Phys. Lett. 106B (1981) 465

BER 82 P. Berthet, R. Frascaria, M.P. Combes, C.F. Perdrisat, B. Tatischeff, J. Banaigs, J. Berger, A. Codino, J. Duflo, L. Goldzahl, F. Plouin, F. Faddri, G. Picozza, L. Satta, M. Boivin: J. Phys. G: Nucl. Phys. 8 (1982) L111

BEU 64 R. Beurtey: Rapport C.E.A. R2366 (1964)

BHA 81 R.S. Bhalerao et S.A. Gurvitz:Versailles

BIE 58 L.C. Biedenharn: Nucl. Phys. 10 (1959) 620

BIE 78 E. Biegert, J. Carroll, W. Dragoset, Jr.R. Klem, J. Lesikar, M.L. Marshak, J. McClelland, T. Mulera, E.A. Peterson, J.B. Roberts, K. Ruddick, R. Talaga, A. Wriekat: Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1098

BJO 64 J.D. Bjorken et S.D. Drell: 'Relativistic Quantum Mechanics' Mc Graw Hill (1964)

BLA 59 R. Blankenbecler, M.L. Goldberger et F.R. Halpern: Nucl. Phys. 12 (1959) 629

BLE 80 M. Blezynski et al. : 5th Int. Pol. Conf. Proceedings, Santa Fe (1980) M. Blezynski,J. Carroll, M. Haji-Saeid, G. Igo, A. Sagle, C.L.Morris,

R. Klem, T. Joyce, Y. Makdisi,M. Marshak, B. Mossberg, E.A. Peterson, K. Ruddick, J. Whittaker: Phys. Lett. 87B (1979) 198

BLO 77 I. Blomqvist et J.M. Laget: Nucl. Phys. A280 (1977) 405

BON 78 B.E. Bonner,C.L. Holias, C.R. Newsom, P.J. Riley, G. Glass: Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1253

B.E. Bonner, J.E. Simmons, M.L. Evans, G. Glass, J.C. Hiebert, Mahavir Jain, L.C. Northcliffe, C.W. Bjork, P.J. Riley,C.G. Cassapakis: Phys. Rev. C17 (1978) 671

BOS 72 E.T. Boschitz, W.K. Roberts, J.S. Vincent, M. Blecher, K. Gotow, P.C. Gugelot, C.F. Perdrisat, L.W. Swenson, J.R. Priest: Phys. Rev. C6 (1972) 457

BRO 75 G.E. Brown et W. Weise: Phys. Rep. 22 (1975) 279

BRU 66 D.M. Brudnoy: Phys. Rev. 145 (1966) 1229

CHE 56 G.F. Chew et F.E. Low: Phys. Rev. 101 (1956) 1570

CHE 72 M. Chemtob,J.W. Durso, D.O. Riska: Nucl. Phys. B38 (1972) 141

COL 66 E. Coleman, R.M. Heinz, O.E. Overseth, D.E. Pellett: Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 761

COU 78 P. Couvert et M. Dillig: Note CEA-N-2126, p139.

COU 82 P. Couvert: These d'etat (1982) Orsay

CRA 69 N.S. Craigie et C. Wilkin: Nucl. Phys. B14 (1969) 477

DIL 77 M. Dillig, A. Boudard et P. Couvert: Note CEA-N-2070, p136.

DIL 79 M. Dillig et M. Brack: J. Phys. G: Nucl. Phys. 5 (1979) 223

DIG 79 M. Dillig: Journées d'étude Saturne, Roscoff, (1979) 72.

DUR 77 J.W. Durso, A.D. Jackson et B.J. Verwest: Nucl. Phys. A282 (1977) 404

FRO 59 M. Froissart et R. Stora : Nucl. Inst. and Meth. 7 (1960) 297

GRE 76 A.M. Green: Rep. Prog. in Phys. 39 (1976) 1109

GRE 79 L.G. Greeniaus,D.A. Hutcheon, C.A. Miller, G.A. Moss, G. Roy, R. Dubois,

C. Amsler, B.K.S. Koerre, B.T. Murdoch: Nucl. Phys. A322 (1979) 308

GRO 79 E. Grorud, J.L. Laclare et G. Leleux : IEEE Trans. in Nucl. Science NS26 (1979) 3209

GRO 82 E. Grorud, J.L. Laclare, G. Leleux, A. Nakach et A. Ropert : Note L.N.S. 70 (1982)

GUR 80 S.A. Gurvitz: Phys. Rev. C22 (1980) 725

HAA 74 P. Haapakoski: Phys. Lett. 48b (1974) 307

HAE 74 W. Haeberli:'Nuclear Spectropy and Reactions' part A J. Cerny, Academic Press, New York 1974

HAL 82 G. Hale : Communication privee

HOH 75 G. Hohler et E. Pietarinen: Nucl. Phys. B95 (1975) 210

HOL 81 K. Holinde: Phys Rep. 68 (1981) 121

HOR 80 Y. Horikawa, M. Thies et F. Lenz: Nucl. Phys. A345 (1980) 386

IGO 72 G. Igo, J.C. Fong, S.L. Verbeck, M. Goitein, D.L. Hendrie, J.C. Carroll, B. McDonald, A. Stetz: Nucl. Phys. A195 (1972) 33

IGO 79 G. Igo, M. Bleszynski, J.B. Carroll, A. Sagle, C.L. Morris, R. Klem, T. Joyce, Y. Makdisi,M. Marshak, B. Mossberg, E.A. Peterson, K. Ruddick, J. Whittaker: Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 425

ITZ 80 Itzykson et Zuber: 'Quantum field theory' Mc Graw Hill (1980)

JAC 75 A.D. Jackson,D.O. Riska et B. Verwest: Nucl. Phys. A249 (1975) 397

JEL 69 K. Jeltsch, P. Huber, A. Janett, H.R. Striebel: Helv. Phys. Acta 43 (1970) 279

JEN 74 S. Jena et L.S. Kisslinger: Ann. of Phys. 85 (1974) 251

KEI 82 B.D. Keister et J.A. Tjon: Phys. Rev. C26 (1982) 578
B.D. Keister: Phys. Rev. C24 (1981) 2628

KER 69 A.K. Kerman et L.S. Kisslinger: Phys. Rev. 180 (1969) 1483

KIE 83 D. Kielczewska, K. Seth, A. Saha, S. Iversen, D. Barlow, M. Kaletka: 10 Conference on Few Body Problems in Nuclear

Physic, Karlsruhe Germany, August (1983)

KIS 79 L.S. Kisslinger:'Mesons in Nuclei' M. Rho et D. Wilkinson, North Holland 1979

KNU 80 W. Knupfer, M. Dillig et A. Richter: Phys. Lett. 95B (1980) 349

KOL 71 V.M. Kolybasov et N.Y. Smorodinskaya: Phys. Lett. 37B (1971) 272

KOL 73 V.M. Kolybasov et N.Y. Smorodinskaya: Yad. Fiz. 17 (1973) 1211

KOM 73 V.I. Komarov, G.E. Kosarev, G.P. Reshetnikov, O.V. Savchenko: Sov. Jour. of Nucl. Phys. 16 (1973) 129

KON 79 L.A. Kondratyuk et L.V. Shevchenko: Sov. J. Nucl. Phys. 29 (1979) 408

KON 80 L.A. Kondratyuk,F.M. Lev et L.V. Shevchenko: ITEP 120 Moscou (1980)

KON 81 L.A. Kondratyuk,F.M. Lev et L.V. Shevchenko: Phys.,Lett. 100B (1981) 448

LAC 81 M. Lacombe, B. Loiseau, R. Vinh Mau, J. Coté, P. Pirès, R. de Tourreil: Phys. Lett. 101B (1981) 139

LAG 72 J.M. Laget: Nucl. Phys. A194 (1972) 81

LAG 81 J.M. Laget : Communication Privee

P. Bosted et J.M. Laget: Nucl. Phys. A296 (1978) 413

LAH 81 J.M. Laget et J.F. Lecolley: Abstracts of contributions to the nineth International Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure Versaille 1981.

LEC 80 J.F. Lecolley: Thèse d'Etat, Caen (1982)

LEV 75 M. Levitas et J.V. Noble: Nucl. Phys. A251 (1975) 385

MAD 70 'Polarization Phenomena in Nuclear Reactions', MADISON1970 H.H. Barschall et W. Haeberli

NOB 74 J.V. Noble et H.J. Weber: Phys. Lett. 50B (1974) 233

MAX 80 O.V. Maxwell, W. Weise et M. Brack: Nucl Phys. A348 (1980) 388

NAG 79 M.M. Nagels, T.A. Rijken, J.J. de Swart, G.C. Oades, J.L. Petersen, A.C. Irving, C. Jarlskog, W. Pfeil, H. Pilkuhn, H.P. Jakob:

Nucl. Phys. B147 (1979) 189

NIS 78 J.A. Niskanen: Phys. Lett. 79B (1978) 190

J.A. Niskanen: Nucl. Phys. A298 (1978) 417

OSE 78 E. Oset et W. Weise: Phys. Lett. 77B (1978) 159

OSE 79 E. Oset et W. Weise: Nucl. Phys. A319 (1979) 477

OSE 82 E. Oset, H. Toki et W. Weise: Phys. Rep. 83 (1982) 281

PDG 82 Particle Data Group: Rev. of Particle Properties Phys. Lett. 111B (1982)

RAY 65 J. Raynal: Rapport C.E.A. R2511 (1965)

ROS 75 E. Rost: Nucl. Phys. A249 (1975) 510

SAT 58 G.R. Satchler: Nucl. Phys. 8 (1958) 65

SAT 64 G.R. Satchler: Nucl. Phys. 55 (1964) 1

SHA 71 J.S. Sharma, V.S. Bhasin, A.N. Mitra: Nucl. Phys. B35 (1971) 466

TID 82 Cible de Titane deuteree achetee au Centre d'Etude de Valduc

VAN 74 W.T.H. Van Oers, Huang Haw, N.E. Davison, A. Ingemarsson, B. Fagerstrom et G. Tibell: Phys. Rev. C10 (1974) 307

M. Matoba: Phys. Lett. 56B (1975) 332

VAS 73 S.S.Vasan: Phys. Rev. D8 (1973) 4092

WEB 76 H.J. Weber: Nucl. Phys. A264 (1976) 365

WEB 78 H.J. Weber et H. Arenhovel: Phys. Rep. 36 (1978) 277

WEI 77 W. Weise: Nucl. Phys. A278 (1977) 402

WIL 80 C. Wilkin: J. Phys. G: Nucl. Phys. 6 (1980) 69

YUK 35 H. Yukawa: Proceeding of Physico-Mathematical Society of Japan 17 (1935) 48

Résumé

Nous avons mesuré le pouvoir d'analyse T_{20} dans la diffusion élastique arrière $\vec{d}.p$ à 16 énergies de 300 à 2300 MeV. Cette région en énergie couvre largement la bosse observée dans la section efficace, attribuée généralement à l'excitation dynamique d'un Δ $(3/2, 3/2^+)$ dans l'état intermédiaire. Nous avons également mesuré les pouvoirs d'analyse Ay et Ayy de 70° à 180° pour une énergie incidente de 1200 MeV.

Nous avons analysé les données de T_{20} et de section efficace à 180° dans un modèle comprenant la somme cohérente entre l'échange direct d'un neutron (ONT) et l'excitation du Δ produit par l'échange de mésons π et ρ (TME). L'allure générale de la section efficace (fonction d'excitation) est à peu près reproduite. Contrairement aux données mesurées précédemment à Argonne, T_{20} atteint bien un minimum fortement négatif à T_d = 600 MeV conformément à ce que prédisent les modèles d'échange direct (dominant à cette énergie). Par contre un second minimum présent dans les données à T_d = 1400 MeV ($\sqrt{s}$ = 3240 MeV) n'est jamais reproduit par nos calculs suggérant la possibilité qu'un mécanisme supplémentaire (résonance?) se manifeste dans cette région. Des développements expérimentaux et théoriques sont proposés pour étudier ce phénomène.

Mots clé

Diffusion élastique $p.\vec{d}$, pouvoir d'analyse T_{20}, excitation du Δ, transfert d'un neutron, échange de mésons π et ρ, deutons polarisés.